www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 26, 1964/65, no. 6

Doteermethodes bij epitactische groei van silicium- en germaniumlagen

J. Goorissen en H. G. Bruijning

548.4:669.782/.783

Het is reeds lang bekend dat men silicium en germanium in monokristallijne toestand niet alleen uit de vloeistof maar ook uit de damp kan laten groeien. Men spreekt van „epitactische" groei wanneer het kristal als een laag groeit op een plaatvormig kristal (het substraat), waaraan het de kristaloriëntatie ontleent. De groei uit de gasfaze kan bij relatief lage temperaturen plaatsvinden, terwijl de verkregen kristallen kwalitatief vergelijkbaar zijn met uit de vloeistof gegroeide kristallen. De epitaxie is bij de vervaardiging van schakelelementen uit halfgeleiders een onmisbaar hulpmiddel geworden. Men kan door toevoeging van geschikte verontreinigingen gedurende het proces (dotering) P- en N-geleidende laagjes in willekeurige volgorde en met willekeurig verloop van de concentraties realiseren. In dit artikel worden enkele doteringstechnieken beschreven die de mogelijkheid verschaffen meervoudige lagen van silicium of germanium met scherpe overgangen te verwezenlijken.

Inleiding

Methodes voor epitactische groei

Het is reeds lang bekend dat men germanium of silicium in monokristallijne vorm uit de vloeistof kan maken. Door zagen en slijpen verkrijgt men dan stukjes kristal van de voor de vervaardiging van schakelelementen vereiste grootte. Na een oppervlakbehandeling brengt men door middel van legeren of diffunderen de voor de gewenste transistor of diode noodzakelijke *P-N*-overgangen en contacten aan.

Ook uit de gasfaze kan men deze elementen in monokristallijne vorm doen groeien, met name in de vorm van een laag op een plaatvormig kristal (substraat). Wanneer in de laag de netvlakken van het substraat worden voortgezet, spreekt men van „epitactische" groei. Substraat en laag behoeven niet noodzakelijk uit hetzelfde materiaal te bestaan; men kent b.v. reeds de groei van galliumarsenide op germanium, en nog tal van andere combinaties. Door toevoeging van geschikte verontreinigingen (dotering) aan de gasfaze kan men *P*- en *N*-geleidende lagen met het gewenste concentratieverloop doen groeien. Op deze wijze heeft men de mogelijkheid bepaalde eigenschappen, zoals b.v. het geleidingsvermogen, tamelijk willekeurig te variëren.

J. Goorissen en ir. H. G. Bruijning zijn medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Sedert ongeveer 1959 heeft de techniek van het maken van monokristallijne laagjes uit de gasfaze zich snel ingeburgerd, enerzijds omdat reeds bestaande soorten halfgeleiderschakelelementen hierdoor eenvoudiger konden worden vervaardigd, anderzijds omdat de mogelijkheid ontstond nieuwe, gecompliceerdere schakelelementen te verkrijgen.

Er zijn vele methodes bekend met behulp waarvan men monokristallijne laagjes epitactisch uit de gasfaze kan doen groeien en tevens de gewenste dotering kan bewerkstelligen. Hoewel in vele opzichten verschillend, komen deze methodes daarin overeen dat de damp voortdurend naar het substraat stroomt en daar op een of andere wijze het element afstaat. Men maakt onderscheid tussen drie verschillende werkwijzen.

1) In een afgesloten reactievat bevinden zich het uitgangsmateriaal, het substraat, de eventueel toe te voegen verontreiniging en een gas dat aan de reactie deelneemt en het transport verzorgt. In het vat brengt men een temperatuurgradiënt teweeg, en daar het bij deze methode om een evenwicht gaat, zal dus de instelling van dit evenwicht aan de beide einden van het vat verschillen. Behalve het af te scheiden materiaal, komen slechts gasvormige reactiepartners voor, zodat bij een juiste keuze van de omstandigheden dit materiaal van het ene einde door de chemische reactie via de gasfaze naar het andere einde wordt getransporteerd en daar wordt afgezet. Dit transport heeft plaats door middel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van diffusie of convectie. Daarbij treden de druk, de temperatuur waarbij het groeien plaatsvindt en de temperatuurgradiënt als parameters op. Schäfer en medewerkers hebben vele van deze transportreacties onderzocht [1]. Marinace heeft germanium epitactisch doen groeien met behulp van het jodide-evenwicht [2]:

$$2\,GeI_2 \underset{600\ ^\circ C}{\overset{400\ ^\circ C}{\rightleftarrows}} Ge + GeI_4 + Q.$$

Indien een verontreiniging moet worden ingebouwd, dan is de voorwaarde dat het transport daarvan, b.v. met een analoge reactie, in dezelfde richting plaatsheeft.

2) Bij de tweede werkwijze heeft men een *open systeem*. Men maakt een gasmengsel, bestaande uit een verbinding van de halfgeleider, een verbinding van de verontreiniging en een gasvormige drager, en voert dit mengsel naar de ruimte waar de epitactische laag groeit. Daar stroomt het over het substraat, dat op een zodanige temperatuur is gebracht dat de halfgeleider wordt afgescheiden en epitactisch aangroeit. De gasvormige reactieprodukten worden afgevoerd. Bij deze methode zijn de parameters: de concentratie van de verbindingen van halfgeleider en verontreiniging, de stroomsnelheid van het gas en de groeitemperatuur. Theuerer [3], Marck en anderen hebben epitactische lagen van silicium op silicium geproduceerd door reductie van siliciumtetrachloride met waterstof volgens de vergelijkingen:

$$SiCl_4 + Si \rightleftarrows 2\,SiCl_2, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

$$SiCl_2 + H_2 \rightleftarrows Si + 2\,HCl. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Deze werkwijze in een open systeem (dus bij 1 atm) wordt zeer veel toegepast, ook reeds op technische schaal. Bij de in dit artikel beschreven doteermethodes wordt, zowel voor germanium als voor silicium, eveneens gebruik gemaakt van de reductie van het tetrachloride door waterstof.

In de laatste tijd komen epitactische technieken tot ontwikkeling die gebruik maken van de ontleding van hydriden [4], b.v. het siliciumhydride: $SiH_4 \rightarrow Si + 2H_2$. Daarbij heeft men geen reactie die eerst het substraat zelf aantast zoals (1). Daardoor wordt de concentratie-overgang tussen substraat en laag scherper [5] [6].

3) Een geheel ander karakter hebben methodes waarbij verdamping en condensatie van het element zelf worden toegepast. Door verdamping in vacuüm (10^{-5} tot 10^{-6} torr) van hoog verhit, vloeibaar silicium of germanium, waaraan eventueel reeds de verontreiniging is toegevoegd, verkrijgt men bij condensatie op een verhit substraat epitactische groei. Opmerkelijk is de in vergelijking met chemische methodes grote groeisnelheid [7].

Doteermethodes

In hetgeen volgt, zullen we ons beperken tot het vervaardigen van silicium- en germaniumlagen door reductie van het tetrachloride in een open systeem. Voor de dotering kan men aan het gasmengsel vluchtige verbindingen van de gewenste verontreiniging toevoegen, en als het lukt de concentratie van de verbinding in het gas snel te variëren, kan men opeenvolgende laagjes van verschillend geleidingsvermogen verkrijgen om daardoor aan de epitactische structuur de gewenste elektrische eigenschappen te geven.

Ten eerste kunnen deze verbindingen in het bij kamertemperatuur vloeibare siliciumtetrachloride zijn opgelost. Theuerer [8] verkreeg reproduceerbare resultaten door een dergelijk mengsel zodanig te verdampen dat de damp een constante samenstelling heeft: dank zij een speciale constructie van zijn verdampingstoestel heeft de damp dezelfde samenstelling als de vloeistof — ongeacht de in het algemeen verschillende dampdrukken van de componenten. Deze methode is zeer geschikt om grote hoeveelheden epitactische structuren met gelijke eigenschappen te maken.

Ten tweede kan men een dampvormige doteringsverbinding in het gasmengsel injecteren, zoals door Corrigan [9] is beschreven. De halogeniden van borium en fosfor die bij kamertemperatuur vloeibaar zijn, hebben een geschikte dampspanning. De injectie geschiedt met behulp van een diffusiemechanisme, waardoor de geïnjecteerde hoeveelheid slechts afhangt van de temperatuur van de doteringsvloeistof. Met behulp van deze techniek is het mogelijk, tal van structuren bestaande uit verscheidene lagen met onderscheiden eigenschappen te maken. Beter nog — vooral sneller varieerbaar — is de toepassing van de vluchtige hydriden van borium en fosfor (Cave en Czorny [10]).

In de volgende paragrafen van dit artikel worden de door ons toegepaste doteermethodes beschreven. Voor de dotering van epitactische siliciumlaagjes hebben wij het *vonkdoteren* ontwikkeld. Tussen twee elektrodes, die bestaan uit het toe te voegen element of die dit element bevatten, wordt in het mengsel van siliciumtetrachloride en waterstof een vonkontlading opgewekt. Hierdoor ontstaat tijdens de ontlading een smalle zone van grote energiedichtheid, waar de doteringsverbinding door reactie met siliciumtetrachloride en waterstof wordt gevormd en door het gasmengsel meegenomen. Door variatie van de herhalingsfrequentie en de energie van de vonken is men nu in staat de concentratie van de doteringsverbinding in het gas willekeurig snel te wijzigen. Met behulp van deze techniek is het mogelijk gebleken zowel enkelvoudige als meervoudige lagen zeer reproduceerbaar te vervaardigen.

Voor germaniumlaagjes passen wij een *gasdoteermethode* toe. De apparatuur is in principe gelijk aan die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

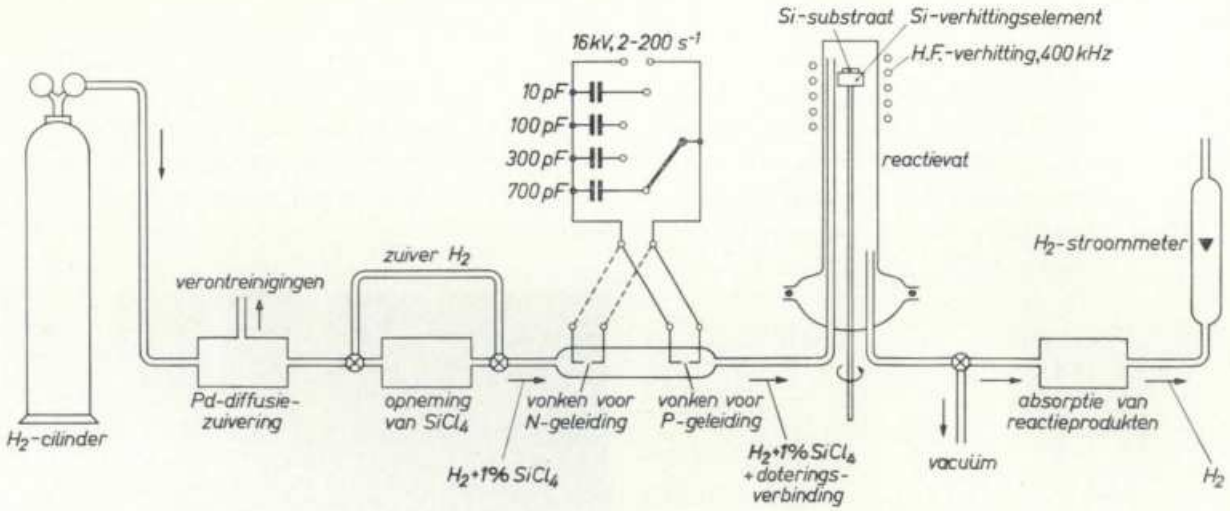

Fig. 1. Experimentele opstelling voor het vervaardigen van epitactische siliciumlagen met toepassing van de nieuwe doteermethode (vonkdotering). De laag groeit op het siliciumsubstraat in het reactievat. Het substraat wordt door de hoogfrequent verhitte siliciumdrager op de vereiste temperatuur gebracht. Twee vonkbruggen met geschikte elektrodes kunnen naar keuze worden ingeschakeld voor het doteren met elementen die resp. *N*- en *P*-geleiding teweegbrengen. De herhalingsfrequentie van de vonken kan worden gevarieerd, en eveneens hun energie (door inschakelen van verschillende capaciteiten).

voor silicium, alleen ontstaat de doteringsverbinding niet in een vonk, doch zij wordt in gasvorm aan het mengsel van germaniumtetrachloride en waterstof toegevoegd.

De vonkdoteermethode voor silicium

De opstelling

In *fig. 1* is schematisch de experimentele opstelling voor de vonkdotering van silicium weergegeven. Het dragergas, waterstof, wordt met behulp van een palladiumfilter gezuiverd en vervolgens in twee stromen gesplitst, waarvan er een met siliciumtetrachloride wordt verzadigd. Op deze manier kan men gemakkelijk de gewenste waterstof/chlorideverhouding (100 : 1) realiseren. Bij alle experimenten is de stroomsnelheid van het gas 1 l/min. Als siliciumtetrachloride gebruiken wij het in de handel verkrijgbare „zeer zuivere" preparaat. Maakt men hieruit silicium zonder dotering, dan wordt dit *N*-geleidend (soortelijke weerstand ca. 15 Ωcm). Nadat de stroom van zuivere waterstof en die van het mengsel van waterstof met siliciumtetrachloride verenigd zijn, kan men in het volgende gedeelte van de apparatuur de doteringsverbinding met behulp van de vonkontlading toevoegen. In aansluiting daarop leidt men het totale gasmengsel in het reactievat. Daar is opgesteld een inductief verhitte drager, die bestaat uit silicium met een soortelijke weerstand (bij kamertemperatuur) van ca. 0,1 Ωcm. De met 400 kHz gevoede inductiespoel omsluit het reactievat. De gasvormige reactieprodukten verlaten het systeem via een absorptietoren. Ten slotte wordt de stroomsnelheid van het uitstromende gas gemeten.

Op de siliciumdrager ligt het substraat, dat tevoren vlak geslepen en met een polijstend etsmiddel [11] behandeld is. Hierdoor wordt het oppervlak zo glad dat geen oppervlakstructuur meer onder de microscoop is waar te nemen. Gedurende de etsprocedure wordt lucht door de oplossing geleid, om het blijven kleven van ge-

[1] H. Schäfer, Chemische Transportreaktionen, Verlag Chemie, Weinheim 1962.
[2] J. C. Marinace, Epitaxial vapor growth of Ge single crystals in a closed-cycle process, IBM J. Res. Devel. **4**, 248-255, 1960.
[3] H. C. Theuerer, Epitaxial silicon films by the hydrogen reduction of $SiCl_4$, J. Electrochem. Soc. **108**, 649-653, 1961.
[4] S. E. Mayer en D. E. Shea, Epitaxial deposition of silicon layers by pyrolysis of silane, J. Electrochem. Soc. **111**, 550-556, 1964 (no. 5).
[5] E. A. Roth, H. Gossenberger en J. A. Amick, The growth of germanium epitaxial layers by the pyrolysis of germane, RCA Rev. **24**, 499-510, 1963.
[6] B. A. Joyce en R. R. Bradley, Epitaxial growth of silicon from the pyrolysis of monosilane on silicon substrates, J. Electrochem. Soc. **110**, 1235-1240, 1963.
[7] J. C. Courvoisier, W. Haidinger, P. J. W. Jochems en L. J. Tummers, Evaporation-condensation method for making germanium layers for transistor purposes, Solid-state Electronics **6**, 265-270, 1963.
[8] H. C. Theuerer, Steady-state evaporation method for composition control of thin films prepared by halide reduction, J. Electrochem. Soc. **109**, 742-743, 1962.
[9] W. J. Corrigan, Doping of silicon epitaxial layers, Conf. „Metallurgy of semiconductor materials", Los Angeles 1961, blz. 103-111, Interscience Publ., New York 1962.
[10] E. F. Cave en B. R. Czorny, Epitaxial deposition of silicon and germanium layers by chloride reduction, RCA Rev. **24**, 523-545, 1963.
[11] Verzadigde $KMnO_4$-oplossing in 50% HF (kamertemperatuur).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vormde gasbelletjes, die een ongelijkmatige etsing zouden veroorzaken, te voorkomen. In het reactievat verhit men het substraat eerst op 1275 °C in zuivere waterstof, gedurende ca. ½ uur, om oxideresten op het oppervlak te reduceren. In aansluiting hierop laat men de epitactische laag groeien. Bij een temperatuur van 1225 °C groeit in 15 minuten een laag van 11 ± 1 μm dik. Daarbij roteert het substraat met een snelheid van 50 omw/min, zodat het gehele oppervlak gemiddeld op dezelfde wijze met de gasstroom in aanraking komt.

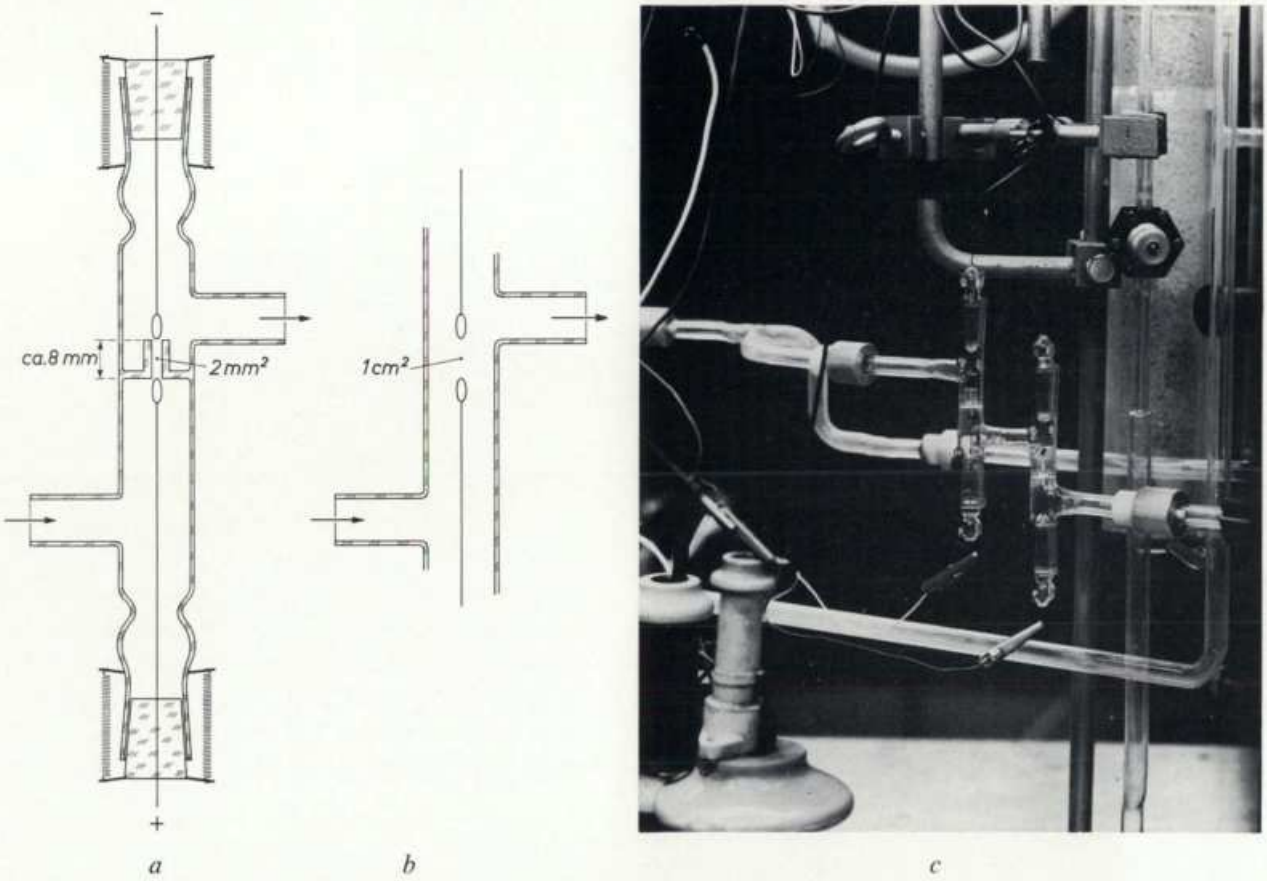

Fig. 2. Configuratie van de vonkbrug. Het vonkkanaal heeft een doorsnede van 2 mm² (*a*) of 1 cm² (*b*). In (*c*) ziet men de uitvoering van dit gedeelte van de apparatuur (links onder een deel van de condensatoren).

Het doteersysteem

Het eigenlijke doteersysteem bestaat uit een vonkgenerator en uit verscheidene elektrodenparen, één voor elk doteringselement. Schakelt men over een der elektrodenparen de vonkontlading in, dan wordt de desbetreffende verbinding door reactie van het elektrodemateriaal met siliciumtetrachloride en waterstof gevormd en door de gasstroom meegevoerd. Voor het verkrijgen van *P*-geleidende lagen gebruiken wij voor de elektrodes een boride (LaB_6 of B_4C), voor *N*-geleidende lagen antimoon, silicium met 0,1 % fosfor, en ook antimoon met 1 % arseen. De elektrodes bevinden zich in een glazen buisje met metaaldoorvoeringen, het geheel heeft afmetingen van enkele centimeters (zie *fig. 2*).

De concentratie van de doteringsverbinding in het gasmengsel en daarmee in de epitactisch gegroeide laag hangt o.a. van de aard van het elektrodemateriaal af, waarbij in elk geval de samenstelling van de negatieve elektrode bepalend is. Er is nauwelijks enige verandering waar te nemen als men voor de positieve elektrode b.v. platina of silicium neemt. Verder hangt de concentratie van de doteringsverbinding in het gasmengsel af van de herhalingsfrequentie van de vonk, en van de capaciteit van de condensator die parallel aan de vonk is geschakeld en die de energie van de vonk bepaalt. Men kan deze vonkparameters variëren, de frequentie continu van 2-200 per seconde, de capaciteit in stappen: 10, 100, 300 of 700 pF. Daardoor heeft men een variatiemogelijkheid voor de vonkenergie met een factor 7×10^3.

Vonkbrug en vonkgenerator

Bepaalde eisen die aan de vonkontlading gesteld bleken te moeten worden, hebben gevoerd tot een onge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wone constructie van de vonkgenerator. In *fig. 3a* is het schakelschema van de apparatuur weergegeven. De vonkgenerator levert een stroomimpuls volgens fig. 3*b*, die wordt toegevoerd aan de parallel geschakelde combinatie van vonkbrug en condensator. In fig. 3*c* is de bijbehorende condensatorspanning V uitgezet, d.i. tevens de spanning tussen de vonkelektrodes. Bij een zekere spanning treedt doorslag op. Daarbij komt de energie $\frac{1}{2}CV^2$ vrij, ten gevolge waarvan de chemische omzettingen aan het elektrodeoppervlak kunnen plaatsvinden.

Deze doorslagspanning ligt niet geheel vast. Een aantal factoren, zoals variaties in de gassamenstelling, de vonkfrequentie, de vorm der elektrodes en hun afstand, hebben er invloed op, zodat men slechts kan zeggen dat de doorslag gemiddeld bij een spanning V_m zal optreden. Na de doorslag kan dank zij de veroorzaakte ionisatie de rest van de stroomimpuls door het gevormde ontladingskanaal vloeien (gearceerde oppervlakte in fig. 3*b*). Deze stroom zou, bij de hier toegepaste druk en samenstelling van het gas, vloeien bij een niet verwaarloosbare spanning V_r. Dit betekent echter dat aan het gas ook nà doorslag nog energie wordt toegevoerd, zodat het sterk wordt verhit. Dit heeft dan weer tot gevolg dat een niet verwaarloosbare hoeveelheid siliciumtetrachloride met waterstof reageert, volgens de bruto-vergelijking:

$$SiCl_4 + 2\ H_2 \rightarrow Si + 4\ HCl.$$

Hierdoor worden de elektrodes geleidelijk met silicium bedekt en er komt dus steeds minder doteringsverbinding in het gas, daar de vonk niet meer de juiste elektrodesamenstelling „ziet". Bovendien groeien de elektrodes naar elkaar toe.

Om deze verschijnselen te vermijden, wordt een schakeling toegepast die de stroomimpuls zeer kort na de doorslag afsnijdt, zie *fig. 4*. Op het moment van de doorslag wordt de plotseling optredende verandering van de spanning over de vonkbrug toegepast om de stroombron met behulp van een elektronenbuis kort te sluiten. Dit gebeurt ongeveer 3 μs na de doorslag, waardoor de afscheiding van silicium nagenoeg wordt onderdrukt.

De spanning over de vonkbrug op het moment van doorslag bedraagt bij de hier beschreven experimenten 10-15 kV. De genoemde elektronenbuis moet bij het laden van de condensator deze spanning kunnen tegenhouden. Een kleine zendbuis, b.v. de QB 3,5/750, voldoet aan deze eis. Bovendien moet de buis de stroom uit het generatorcircuit bij lage anodespanning kunnen verwerken; daardoor wordt de spanning over de vonkbrug zo laag dat de ontlading afbreekt. Om overbelasting van de buis te vermijden, is een generatorschakeling gekozen die een kleine stroom levert: natuurlijk

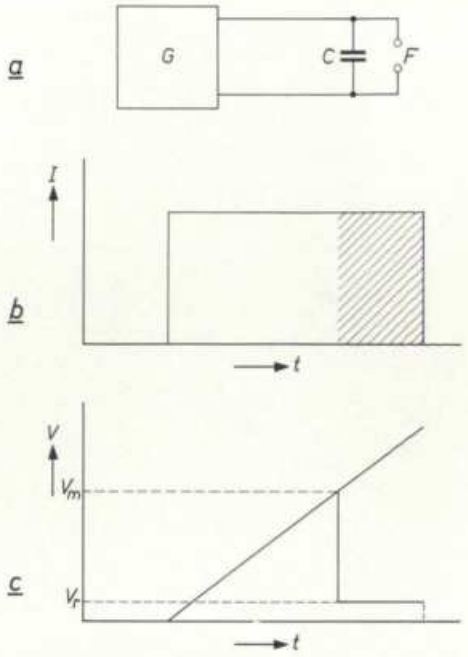

Fig. 3. *a*) Laadketen. *G* vonkgenerator. *C* condensator. *F* vonkbrug. *b*) Stroomimpuls voor het laden van de condensator. *c*) Spanning op de condensator en op de vonkbrug. Gemiddeld vindt doorslag plaats bij een spanning V_m, daarna vloeit er nog stroom door de vonkbaan bij een spanning V_r.

moet deze stroom lang genoeg toevloeien om de gewenste spanning op de condensator te bereiken.

Rekening houdend met deze voorwaarden, komt men tot een generator met een hoge impedantie en een relatief lange tijdsduur van de geleverde stroomimpuls. De autobobine, die is voortgekomen uit het inductieapparaat van Ruhmkorff, heeft deze eigenschappen en is derhalve voor ons doel uitstekend geschikt. De primaire stroom wordt in ons geval via een transistorversterker geleverd door een schakeling die de voor de ontlading gewenste herhalingsfrequentie opwekt.

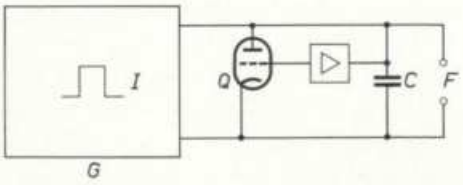

Fig. 4. Schakeling voor het kortsluiten van de stroombron kort na het ontsteken van de vonk. *I* stroomimpuls. *Q* zendbuis QB 3,5/750. *F* vonkbrug. *C* condensator.

Resultaten bij het doteren van silicium

De keuze van het elektrodemateriaal wordt door een aantal factoren bepaald. Zo mag er geen contaminatie van het mengsel van siliciumtetrachloride en waterstof optreden zolang er geen vonkoverslag plaats heeft. Vluchtige of reactieve elementen of verbindingen zijn derhalve als elektrodemateriaal onbruikbaar. Dat geldt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

b.v. voor de vaak voor dotering toegepaste elementen arseen en fosfor. Wel kan men deze elementen toepassen in de vorm van een vaste oplossing in een overigens inert elektrodemateriaal, zoals b.v. fosfor in silicium. Ook met 1 % arseen in antimoon zijn goede resultaten verkregen (zie *fig. 5*, curve *A*).

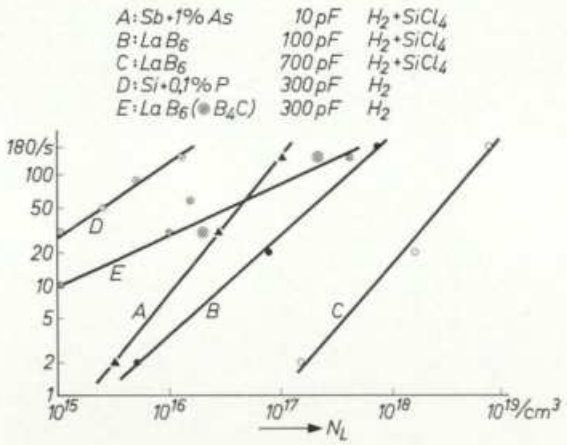

Fig. 5. Concentratie van het doteringselement in de epitactische laag als functie van de vonkfrequentie, bij gebruik van verschillende elektrodematerialen (curven *A* tot *E*). Voor iedere curve is ook vermeld de gebruikte capaciteit en het gas waarin de vonkontlading plaatsheeft. In de gevallen *A* en *D* krijgt men een *N*-geleidende, in de overige gevallen een *P*-geleidende laag.

Bij de experimenten waarop fig. 5 slaat, werd het substraatmateriaal steeds zodanig gekozen dat een *P-N*-overgang werd gevormd. De metingen van het geleidingsvermogen en van de laagdikte, waaruit de concentratie wordt berekend, werden volgens bekende methodes uitgevoerd [12][13]. Ieder aangegeven punt in de figuur is het gemiddelde van ten minste drie experimentele waarden.

Voor het verkrijgen van *P*-geleidende laagjes werd borium gebruikt. Weliswaar is het elektrisch geleidingsvermogen van dit element zelf te gering voor toepassing als elektrodemateriaal, maar in de vorm van gesinterd AlB_{12}, LaB_6 of B_4C is het zeer bruikbaar. Het sintermateriaal moet echter zeer homogeen zijn. De curven *B* en *C* in fig. 5 geven de verkregen boriumconcentratie in de epitactische laag als functie van de vonkfrequentie, met de capaciteit als parameter. Uit de figuur blijkt dat niet het verwachte lineaire verband optreedt. Daarvoor zijn verschillende oorzaken aan te voeren, die voor een deel ermee samenhangen dat opeenvolgende ontladingen elkaar met toenemende frequentie steeds sterker beïnvloeden.

Van de reeds genoemde factoren die de doorslagspanning en daarmee de in elke vonk ontwikkelde energie bepalen, is de gassamenstelling, vooral de $SiCl_4$-concentratie, de belangrijkste. Verhoogt men deze concentratie met een factor 2, dan komt, bij gelijke vonkcapaciteit en frequentie, een vier tot vijfmaal zo grote hoeveelheid van het doteringselement in de epitactische laag, naar gelang van het elektrodemateriaal. Overigens is de aanwezigheid van waterstof essentieel voor de vorming van de verbinding in de vonk. Wanneer men argon als dragergas voor het siliciumtetrachloride toepast en waterstof pas achter de vonk toevoegt (dat is in ieder geval noodzakelijk voor de afscheiding van silicium op het substraat volgens de reacties (1) en (2)), dan wordt geen doteringsverbinding gevormd. Blijkbaar hebben bij vonkoverslag de volgende reacties plaats:

$$SiCl_4 + 2\,H_2 \rightarrow Si + 4\,HCl, \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$6\,HCl + 2\,D \rightarrow 2\,DCl_3 + 3\,H_2, \quad . \quad (4)$$

waarbij (3) zich afspeelt in de vonk en (4) aan het elektrodeoppervlak (D = doteringselement). Hiervoor pleit ook de duidelijk waarneembare vorming van silicium, dat na enkele experimenten door etsen van de elektrodes moet worden verwijderd. In dit verband is de boven besproken noodzaak voor het afsnijden van de vonk te begrijpen. Dit afsnijden blijkt zowel de reproduceerbaarheid als de gevormde hoeveelheid doteringsverbinding zeer ten goede te komen.

Ook de afmetingen van het vonkkanaal blijken van invloed te zijn op de reproduceerbaarheid en de gevormde hoeveelheid, zodat er dus een direct verband moet zijn tussen deze beide grootheden en de uitgestrektheid van de vonkontlading. Dit werd onderzocht met de twee in fig. 2 geschetste uitvoeringsvormen. Daarbij bleek dat in de nauwe buis de gevormde hoeveelheid kleiner (ongeveer $\frac{1}{6}$), de reproduceerbaarheid echter beter is dan in de wijde buis, bij gelijke elektrodeafstand en vonkparameters.

Uit het bovenstaande is duidelijk dat bij toepassing van de vonkdoteermethode een groot aantal factoren een rol speelt; het is echter in de praktijk niet moeilijk daarmee rekening te houden. De reproduceerbaarheid is dezelfde als gevonden bij gebruik van andere methodes (fluctuaties van $\pm$ 25 %). Het grote voordeel is daarin gelegen dat men door de snelle variatiemogelijkheid zeer abrupte overgangen in de groeiende laag op eenvoudige wijze kan teweegbrengen. *Fig. 6* toont een $P^{++}NPN$-structuur waarvan de lagen volgens de vonk-

[12] G. Backenstoss, Evaluation of the surface concentration of diffused layers in silicon, en F. M. Smits, Measurement of sheet resistivities with the four-point probe, Bell Syst. tech. J. **37**, 699-710 en 711-718, 1958.

[13] S. Mendelson, Stacking fault nucleation in epitaxial silicon on variously oriented silicon substrates, J. appl. Phys. **35**, 1570-1581, 1964 (no. 5).

[14] Volgens een methode, uitgewerkt door J. Appels in dit laboratorium. Een breukvlak wordt ongeveer 10 seconden lang geëtst met een oplossing van 1‰ geconc. salpeterzuur in 50 % HF. De *P*-geleidende gedeelten krijgen een donkere kleur.

[15] 15 cm³ rokend salpeterzuur en 1 cm³ 50 % HF (kooktemperatuur).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

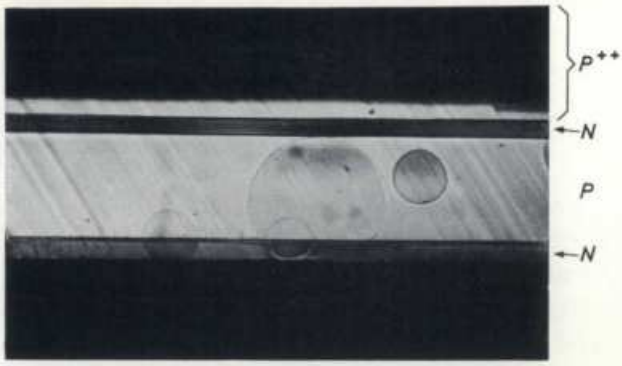

Fig. 6. Doorsnede van een met de vonkdoteermethode vervaardigde *NPN*-structuur op een P^{++}-substraat.

doteermethode werden gedoteerd. Op een breukvlak kan men de verschillende lagen door etsen zichtbaar maken [14]. De karakteristiek, die men aan het geetste oppervlak kan meten, is weergegeven in *fig. 7*.

Ten slotte dient er nog op te worden gewezen dat men de vonkreacties ook in zuivere waterstof, in een zijtak van het systeem, kan doen plaatsvinden. Zowel met LaB_6 als met Si + 0,1 % P worden dan de overeenkomstige hydriden gevormd in plaats van de chloriden zoals in reactie (4). De curven *D* en *E* in fig. 5 geven de desbetreffende meetresultaten weer. Aangezien in dit geval geen amorf silicium wordt gevormd en op de elektrodes neerslaat, is deze wijze van doteren nog aantrekkelijker; zij wordt dan ook op dit moment intensief onderzocht. Op deze wijze kan men het vonkdoteren ook voor de germaniumepitaxie toepassen. Daar is de opstelling die hierboven voor silicium werd beschreven onbruikbaar, omdat daarbij grote hoeveelheden amorf germanium worden afgescheiden volgens de reactie:

$$GeCl_4 + 2\ H_2 \rightarrow Ge + 4\ HCl.$$

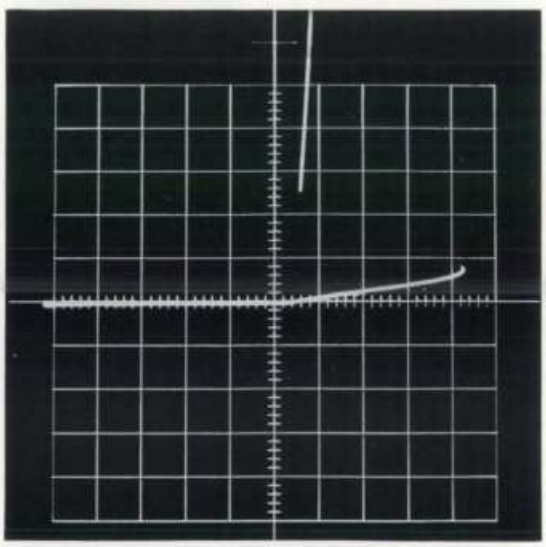

Fig. 7. Stroom-spanningskarakteristiek van de in fig. 6 afgebeelde $P^{++}NPN$-structuur. De schaal van de abscis is 10 V per deelstreep, die van de ordinaat 5 mA per deelstreep.

Gasdotering van germanium

De opstelling

Zoals aan het eind van de vorige paragraaf is vermeld, treden bij de dotering van germanium volgens de vonkenmethode complicaties op. Voor de dotering van epitactische germaniumlaagjes hebben we een gasdoteermethode gekozen, waarvoor we de in *fig. 8* geschetste opstelling gebruiken. In principe is de opstelling — afgezien van het eigenlijke doteersysteem — gelijk aan die voor silicium. De hoogfrequent verhitte

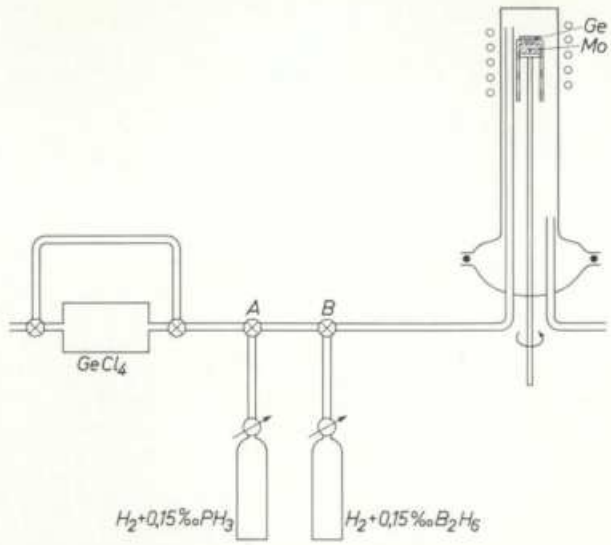

Fig. 8. Experimentele opstelling voor het vervaardigen van epitactische germaniumlagen met toepassing van een gasdoteermethode. Getekend zijn alleen die gedeelten waarin de apparatuur essentieel verschilt van de opstelling in fig. 1. De laag groeit op het germaniumsubstraat *Ge*, dat hier op de juiste temperatuur wordt gebracht door een indirect verhitte drager *Mo* van molybdeen, waar een kwartshoes overheen is getrokken.

drager waarop het substraat wordt geplaatst, bestaat in dit geval uit molybdeen, met een nauwsluitende kwartshoes die aan de onderkant open is. Een reactie van het molybdeen met germaniumtetrachloride of met de reactieprodukten kan bij deze opstelling worden verwaarloosd.

Het vloeibare germaniumtetrachloride wordt gezuiverd door het 24 uur met koningswater te extraheren, met daaropvolgende fazescheiding en destillatie. Een uit dit germaniumtetrachloride vervaardigd epitactisch germaniumlaagje blijkt het intrinsieke geleidingsvermogen van Ge te bezitten, dus generlei vreemde atomen te bevatten, mits het substraat bij het hanteren uitsluitend met kwarts of met polytetrafluorethyleen in aanraking is gekomen. De voorbehandeling van het germaniumsubstraat is analoog als boven voor silicium beschreven, alleen heeft het polijstende etsmiddel een andere samenstelling [15]. De reductie-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

temperatuur is nu 875 °C. Het gas met de doteringstof wordt via de kranen *A* of *B* in fig. 8 toegevoerd. De epitactische groei vindt plaats bij 840 °C; bij een $GeCl_4$-concentratie van 0,2 % krijgt men dan in 30 minuten een laag van ca. 10 μm dik.

Het doteersysteem

Voor het doteren van germaniumlaagjes wordt uitgegaan van een mengsel van waterstof en 0,15‰ PH_3 of B_2H_6. Dit mengsel bevindt zich in een normale gascilinder met een begindruk van 120 atm; de toevoer wordt met een reduceerventiel geregeld.

De opstelling voor het eigenlijke doteersysteem is in *fig. 9* weergegeven. De drukken p_1 en p_2 op de capillairen C_1 en C_2 maken het mogelijk een voorgeschreven

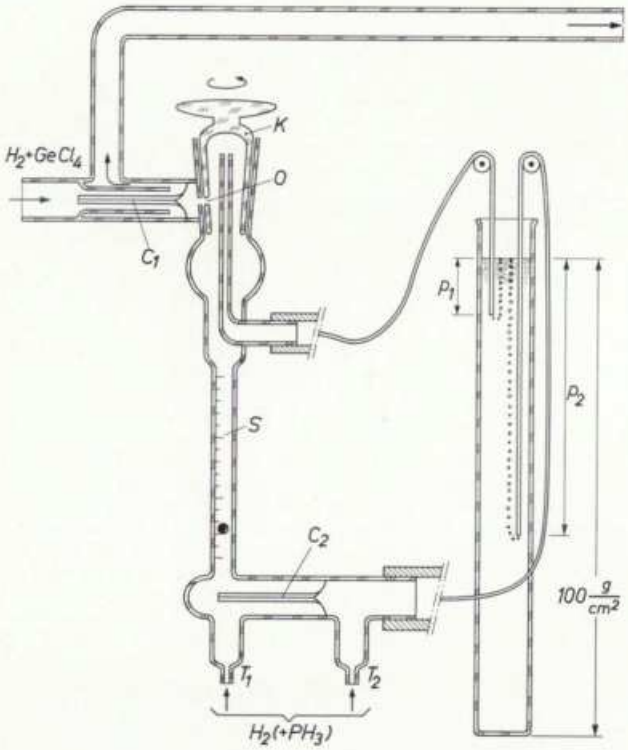

Fig. 9. Een van de twee doteersystemen voor Ge, die in de opstelling van fig. 8 zijn aangesloten bij *A* en *B*.

concentratie van de doteringsverbinding in het gas nauwkeurig in te stellen. Dit gaat als volgt. Het mengsel van waterstof en hydride kan worden toegevoerd via T_1 dan wel via T_2. Laten we eerst aannemen dat de toevoer via T_1 gebeurt. Het mengsel stroomt dan alleen door de capillair C_1. Deze heeft zodanige afmetingen dat door instelling van de druk p_1, die maximaal 100 g/cm² kan bedragen, de stroom door C_1 wordt gevarieerd van ongeveer 5 tot 100 cm³/min. Dienovereenkomstig varieert de hoeveelheid toegevoerde doteringsverbinding. Deze hoeveelheid kan nu nog worden verminderd door het mengsel via T_2 toe te voeren terwijl men via T_1 zuivere waterstof laat toestromen. Hierdoor neemt de concentratie van de doteringsverbinding in het waterstof-hydride-mengsel af, in een verhouding die men men als volgt berekent. De capillair C_2 levert bij variëren van de druk p_2, die eveneens maximaal 100 g/cm² kan bedragen, een stroompje van 0,5 tot 10 cm³/min. Als we nu door de capillair C_2 de kleinste mogelijke stroom laten gaan (0,5 cm³/min) en via T_1 zoveel waterstof toevoeren dat de stromingsmeter S 150 cm³/min aanwijst, terwijl we de gasstroom door de capillair C_1 eveneens zo klein mogelijk maken (5 cm³/min), dan hebben we de onderste grens van de toe te voeren hoeveelheid doteringsverbinding verlaagd tot $5 \times 0{,}5/150 = 0{,}016$ cm³/min. We kunnen dus de toevoer van de doteringsverbinding in totaal veranderen van 100 tot 0,016 cm³/min, ofwel met een factor 5×10^3. Dat is voor de meeste toepassingen ruimschoots voldoende. Het hier geschetste systeem in dubbele uitvoering stelt ons in staat in de epitactische laag bijna iedere gewenste soortelijke weerstand te krijgen, waarbij *P*- en *N*-geleidende laagjes elkaar in willekeurige volgorde kunnen afwisselen.

Om de overgang tussen twee laagjes met de gewenste scherpte te krijgen, moet het gasmengsel al van te voren op de juiste waarde worden ingesteld. Dit gaat als volgt, zie fig. 9. Vóór de eigenlijke proef laat men het waterstof-hydride-mengsel stromen zonder dat het de capillair C_1 kan bereiken. Daartoe staat de kraan K in een stand waarbij de opening O ten opzichte van de in de figuur getekende stand 180° is gedraaid. Na enkele minuten heeft het gasmengsel dan in het inwendige van de kraan de juiste samenstelling en kan men het, door de kraan eenvoudig 180° te draaien, in de capillair C_1 leiden. Het mengsel van germaniumtetrachloride en waterstof neemt nu onmiddellijk de doteringsverbinding met de gewenste concentratie op.

Meetresultaten voor germanium

De concentratie van het doteringselement in de epitactische laag kan men uit de gemeten soortelijke weerstand berekenen. In *fig. 10* is deze concentratie N_L (aantal ladingdragers per cm³ in de laag) uitgezet tegen het quotiënt [D][Ge]/[$GeCl_4$], waarbij [D] en [$GeCl_4$] de concentraties van resp. de doteringsverbinding en van $GeCl_4$ in het gas zijn, en [Ge] het aantal germaniumatomen per cm³ in de epitactische laag [16]. Uit de afbeelding blijkt dat er een lineair verband bestaat, zodat geldt:

$$\frac{N_L}{[Ge]} = K \frac{[D]}{[GeCl_4]}.$$

Zou het doteringselement in gelijke verhouding als het germanium in de laag worden ingebouwd, dan zou de evenredigheidsfactor $K = 1$ zijn. Men vindt echter $K = 36$, zowel voor borium uit B_2H_6 als voor fosfor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

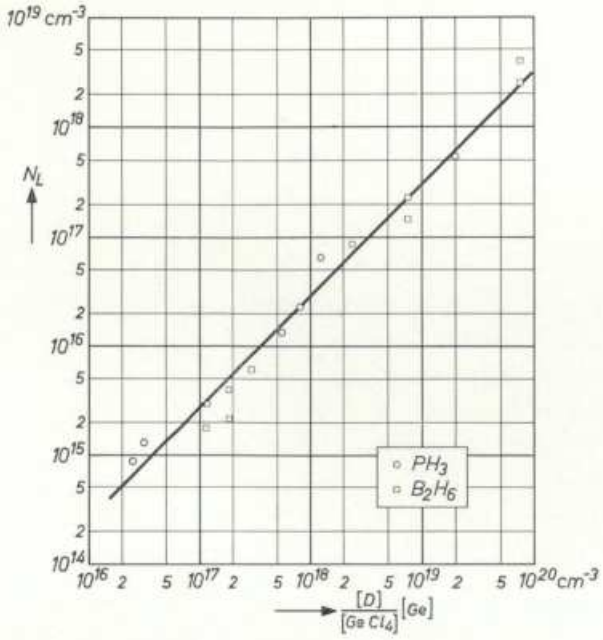

Fig. 10. Concentratie N_L van het doteringselement (d.w.z. van de ladingdragers) in de laag, als functie van de concentratie van de doteringsverbinding in het $GeCl_4$, omgerekend op 1 Ge-atoom per cm^3 van de laag.

uit PH_3. Het valt dus op dat K onverwacht groot is. Voegt men deze elementen met behulp van andere verbindingen toe (BBr_3 en PCl_3), dan heeft K dezelfde waarden als wanneer men van de hydriden uitgaat [17].

Ook bij silicium is deze factor niet gelijk aan 1. Volgens Corrigan [9] is $K = 5$ bij gebruik van PCl_3, en $K = 10$ bij gebruik van BBr_3. Bij gebruik van PH_3 en B_2H_6 krijgt men onder de hier beschreven omstandigheden eveneens de waarden 5 en 10.

Uit deze waarnemingen valt te concluderen dat voor het opnemen van vreemde stoffen onverwachte wetmatigheden gelden. Deze hangen niet af van de evenwichtsituatie voor de overeenkomstige chloriden, want die is voor fosfor en borium zeer verschillend. Het feit dat de waarde van K verschilt van 1, meent Corrigan te moeten toeschrijven aan geometrische omstandigheden. Verklaringspogingen lijken ons echter op dit tijdstip nog voorbarig.

---

[16] Door deze wellicht ingewikkeld aandoende manier van uitzetten wordt het feit verdisconteerd dat van het in het gas beschikbare germanium uiteindelijk slechts een minieme fractie in de gegroeide laag terechtkomt.

[17] Volgens J. Bloem, Philips' Halfgeleiderfabriek te Nijmegen.

Samenvatting. Door reductie van silicium- en germaniumtetrachloride met waterstof in een open systeem worden epitactische lagen vervaardigd, waarbij het doteringselement gedurende het groeien wordt ingebouwd. Voor de dotering van de siliciumlagen is in het Philipslaboratorium te Eindhoven de *vonkdoteermethode* ontwikkeld. Met behulp van een vonkontlading tussen twee elektrodes, die het doteringselement bevatten, worden aan het mengsel van $SiCl_4$ en waterstof nauwkeurig bepaalde hoeveelheden van de doteringstof toegevoegd. Door verandering van de vonkparameters (capaciteit en frequentie) verandert men ook de concentratie van het doteringselement in de groeiende laag, en wel met onmiddellijke uitwerking. Door middel van deze techniek kunnen derhalve scherp begrensde lagen met de gewenste waarden van de soortelijke weerstand of structuren met zeer nauwkeurig voorgeschreven concentratieprofiel worden gemaakt. Het doteren van de germaniumlagen geschiedt volgens een gasdoteermethode, waarbij het doteringsmateriaal in gasvormige toestand aan het mengsel van $GeCl_4$ en waterstof wordt toegevoegd. Deze toevoeging kan binnen wijde grenzen nauwkeurig worden geregeld. Uit de gemeten soortelijke weerstand van de epitactische laag kan de concentratie van het doteringselement in de laag worden berekend. Voor silicium is nagegaan hoe deze concentratie afhangt van de vonkcapaciteit en frequentie; voor germanium, hoe zij afhangt van de concentratie van de doteringsverbinding in het gas.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Leidingen voor oppervlakgolven bij zeer hoge frequenties

I. De verschillende vormen van leidingen
II. Toepassingen van de diëlektrische leiding

621.372.826

In de techniek der zeer hoge frequenties zullen de millimeter- en submillimetergolven een soortgelijke speciale plaats gaan innemen als nu de centimetergolven bekleden. Onderdelen en meetmethodes voor deze uiterst hoge frequenties ontstaan vaak door combinatie van bekende principes uit de techniek der golfgeleiders enerzijds en de optica anderzijds.

Een bijzonder probleem vormt het verliesarme transport van millimeter- en submillimetergolven. In aanmerking komen hier verschillende leidingen voor oppervlakgolven, waarbij de overbrenging van het elektromagnetische vermogen hoofdzakelijk via de omgevende ruimte plaatsvindt. Bij de beoordeling van deze leidingen moet daarom niet alleen de demping, maar ook de uitgestrektheid van het veld worden beschouwd.

Op grond van de tot nu toe verkregen theoretische en praktische resultaten lijkt in het bijzonder de diëlektrische leiding voor het energietransport van elektromagnetische golven van omstreeks 1 mm golflengte geschikt.

I. De verschillende vormen van leidingen

H. Severin

Wanneer men verschillende vormen van leidingen voor het overbrengen van elektromagnetische energie met het oog op hun praktische bruikbaarheid vergelijkt, moet men zich bezighouden met twee soorten vragen. De eerste soort betreft de transmissie-eigenschappen van de rechte, oneindig lang onderstelde, leidingen. Hiervoor gelden de vergelijkingen van Maxwell met speciale randvoorwaarden, en de oplossing daarvan levert ons de veldconfiguratie, de fazesnelheid en de demping van de golf als functie van de frequentie en van de afmetingen van de leiding.

De tweede soort vragen heeft betrekking op meer praktische zaken, b.v. de mogelijkheid om een bepaalde golfvorm aan te slaan, de aanpassing van leidingen aan elkaar, de wijze waarop schakelelementen en meettoestellen (verzwakkers, richtkoppelingen, meetleidingen enz.) moeten worden uitgevoerd, en, bij de leidingen voor oppervlakgolven, ook de wijze van bevestigen, het vermijden van stralingsverliezen bij bochten, enz. Voor de beoordeling welke leidingsvorm voor een bepaald doel het gunstigste is, zijn de twee genoemde soorten vragen zeker even belangrijk. Niettemin kan men het zuivere transmissieprobleem als primair beschouwen, daar men eerst na de oplossing daarvan de tweede soort vragen zal onderzoeken. In deel I van dit artikel zal uitsluitend het transmissieprobleem bij de verschillende typen van leidingen voor oppervlakgolven worden behandeld. Deel II zal vervolgens een overzicht geven van de meer praktische kwesties bij de diëlektrische leiding.

Ter inleiding zal eerst een korte samenvatting worden gegeven van de voornaamste eigenschappen van de tot nu toe gebruikelijke leidingen voor hoge frequenties. In het gebied van de decimeter- en centimetergolven worden voornamelijk coaxiale kabels en golfpijpen van rechthoekige doorsnede toegepast [1]. De demping van deze leidingen neemt evenredig met de wortel uit de frequentie toe, als een gevolg van het kleiner worden van de indringdiepte van de stroom bij toenemende frequentie [2]. Daardoor worden de verliezen reeds in het gebied der centimetergolven zeer aanzienlijk. Daar anderzijds de demping kleiner wordt wanneer men de doorsnede van de geleiders groter maakt, levert dit een mogelijkheid om de demping — binnen zekere grenzen — te verminderen. Dit is een der redenen waarom in het gebied der centimetergolven bij voorkeur golfpijpen worden toegepast. Bij een frequentie van 10 GHz

Prof. dr. H. Severin, medewerker van het laboratorium Hamburg van Philips Zentrallaboratorium GmbH, is tevens docent aan de Universiteit Hamburg en is benoemd tot gewoon hoogleraar voor de techniek der hoge en zeer hoge frequenties aan de Universiteit Bochum.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

— overeenkomend met een golflengte van 3 cm — bedraagt de demping van een voor dit frequentiegebied gestandaardiseerde koperen coaxiale leiding zonder diëlektricum (diameter van de binnengeleider 2,65 mm, van de buitengeleider 9,53 mm) 226 dB/km, de demping van de voor de 10 GHz-band gestandaardiseerde koperen rechthoekige golfpijp (inwendige afmetingen $22{,}9 \times 10{,}2$ mm^2) 96 dB/km. Bij een golflengte van 5 mm heeft de golfpijp voor de 60 GHz-band (inwendige afmetingen $3{,}76 \times 1{,}88$ mm^2) een demping van 1300 dB/km.

Door deze grote dempingen komen de coaxiale leiding en de gebruikelijke golfpijpen niet in aanmerking voor het overbruggen van grote afstanden bij de genoemde frequenties, daar bij de huidige stand van de versterkingstechniek de demping bij communicatie langs leidingen niet groter dan 3,5 dB/km zijn mag. Maar ook voor het overbruggen van korte afstanden, b.v. bij antennetoevoerleidingen, moeten deze dempingswaarden reeds als groot worden beschouwd.

Het principe om de geleidende oppervlakte te vergroten, voert van de coaxiale kabel tot de „Clogston-" of „lagenleiding", waarbij de binnen- en de buitengeleider uit een aantal concentrische, van elkaar geïsoleerde, metaallagen zijn opgebouwd [3]. Indien de dikte der afzonderlijke lagen klein is ten opzichte van de indringdiepte voor de hoogste frequentie die moet worden overgebracht, heeft de lagenleiding in een groot frequentiegebied een constante demping, die bovendien aanzienlijk kleiner is dan die van de coaxiale leiding van dezelfde afmetingen. De lagenleiding zal toepassing kunnen vinden bij de transmissie van brede frequentiebanden in het frequentiegebied van 0,1 tot 10 MHz, dus voor draaggolftelefonie of voor overbrenging van televisieprogramma's, zodra de moeilijkheden van een economische fabricage overwonnen zijn.

De vergroting van de geleidende oppervlakte ter vermindering van de verliezen voert bij golfpijpen tot grotere doorsneden. Nog afgezien van de daarmee verbonden kosten, geeft dit aanleiding tot moeilijkheden in verband met het groter worden van het aantal mogelijke ongewenste hogere golfvormen (modi), die naast de gewenste kunnen worden aangeslagen. Hier blijkt nu de H_{01}-golf in de ronde golfpijp beter dan alle andere golfvormen in golfpijpen, daar zij voor eenzelfde demping de kleinste pijpdiameter vereist en daardoor vergezeld is van het kleinste aantal mogelijke ongewenste modi. Terwijl bij golven in golfpijpen de demping door ohmse verliezen bij hoge frequenties in het algemeen evenredig met de wortel uit de frequentie toeneemt, vertoont de H_{01}-golf een geheel ander gedrag: bij deze golf neemt de demping bij toenemende frequentie juist af tot nul. De ohmse verliezen ontstaan hier uitsluitend door circulaire stromen in de mantel, die een gevolg zijn van de axiale component van het magnetische veld. Daar deze component bij iedere golfvorm in een golfpijp met toenemende frequentie afneemt, nemen bij de H_{01}-golf ook de mantelstromen en de daarmee verbonden ohmse verliezen af.

Een direct gevolg van dit gedrag is dat men principieel voor iedere frequentie de demping zo klein kan maken als men maar wil, door de diameter van de ronde golfpijp voldoende groot te nemen [4]. Bij een draaggolffrequentie van 50 GHz, overeenkomend met een golflengte van 6 mm, verkrijgt men b.v. de voor straalverbindingen bij microgolven normale dempingswaarde van circa 1,25 dB/km (13% amplitudevermindering) met een koperen pijp van 5 cm diameter.

Ter illustratie van de superioriteit van de H_{01}-golf ten opzichte van de grondgolf (H_{11}-golf) bij de ronde golfpijp kan het volgende voorbeeld dienen. Voor de vereiste demping van 1,25 dB/km zijn bij een frequentie van 10 GHz de voor beide golftypen nodige diameters 11,2 cm en 43 cm, terwijl het totaal aantal mogelijke modi daarbij resp. 40 en meer dan 300 bedraagt.

Bij de leidingen voor oppervlakgolven, die nu besproken zullen worden, is de kleine demping te danken aan het feit dat het elektromagnetische veld zich voor een groot deel in de omgevende vrije luchtruimte uitstrekt. Om de bruikbaarheid van deze leidingen te kunnen beoordelen, is het daarom niet voldoende alleen de demping aan te geven. Ook de uitgestrektheid van het elektromagnetische veld rondom de leiding dient in aanmerking te worden genomen. Een leiding waarvan het veld zich zeer ver in de omgevende ruimte uitstrekt, is voor technisch gebruik niet geschikt, ook al is de demping zeer klein.

De eendraadsleiding (Sommerfeld-leiding)

Het probleem van de voortplanting van elektromagnetische golven langs een *enkelvoudige* metaaldraad (eendraadsleiding) werd in 1899 door Sommerfeld opgelost. Eerder had Heinrich Hertz zich zonder positief resultaat met dit probleem beziggehouden. Dat hij met zijn experimenten geen succes had, was — zoals wij thans weten — een gevolg van de grote uitgestrektheid van het elektromagnetische veld rondom de draad, waardoor de omgeving, b.v. de wanden van het laboratorium, te veel stoorde. De theoretische aanpak van Hertz faalde doordat hij het probleem te zeer idealiseerde: hij onderstelde nl. de draad oneindig dun en het geleidingsvermogen σ oneindig groot. De oplossing van Sommerfeld toont aan dat in het limietgeval $\sigma \to \infty$ een oppervlakgolf langs de draad niet mogelijk is.

Op dezelfde wijze als bij golfpijpen onderscheidt men ook bij de eendraadsleiding H- en E-golven, waarbij dus óf het magnetische H-veld óf het elektrische E-veld een component in de draadrichting heeft. De door Sommerfeld gegeven oplossing stelt de rotatiesymmetrische E-golf voor. Laten we de as van de draad langs de z-as van een cilindrisch poolcoördinatensysteem r, φ, z vallen, dan is het veld van de genoemde golf onafhankelijk

[1] W. Opechowski, Elektromagnetische golven in golfpijpen, I en II, Philips techn. T. **10**, 14-26 en 46-54, 1948.
[2] De „indringdiepte" of equivalente dikte van de geleidende laag is evenredig met $1/\sqrt{f}$ (f = frequentie). Bij koper heeft de indringdiepte bij $f = 1000$ MHz de waarde 2×10^{-3} mm.
[3] A. M. Clogston, Reduction of skin effect losses by the use of laminated conductors, Bell Syst. tech. J. **30**, 491-529, 1951. E. F. Vaage, Transmission properties of laminated Clogston type conductors, Bell Syst. tech. J. **32**, 695-713, 1953.
[4] S. E. Miller en A. C. Beck, Low-loss waveguide transmission, Proc. IRE **41**, 348-358, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van φ, en het heeft de componenten E_r, E_z en H_φ (zie *fig. 1*). Bij alle andere E- en H-golven ligt, zoals Hondros later heeft aangetoond, het grootste deel van het veld binnen de geleider; hun demping is extreem groot, zij kunnen derhalve niet worden waargenomen. De oppervlakgolf van Sommerfeld is dus de enige praktisch te realiseren golf op de eendraadsleiding.

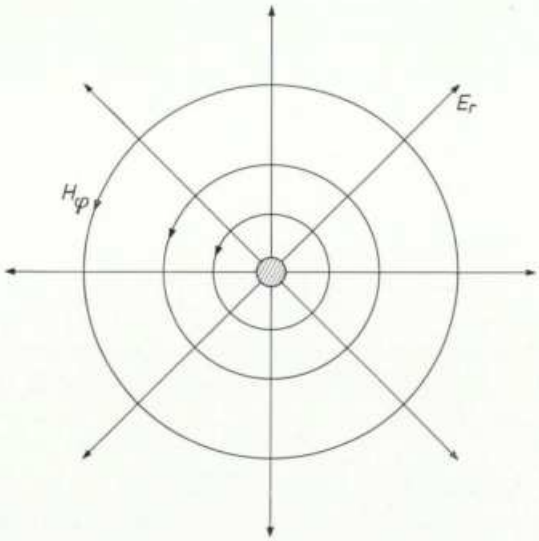

Fig. 1. Verloop van de transversale veldcomponenten E_r en H_φ van het elektromagnetische veld bij de Sommerfeld-golf. De derde component E_z van deze rotatiesymmetrische E-golf staat loodrecht op het vlak van de figuur (r, φ en z zijn cilindercoördinaten).

Als gevolg van de cilindrische symmetrie zijn E_r, E_z en H_φ oplossingen van de differentiaalvergelijking der cilinderfuncties. Zonder uitvoerig op de theorie daarvan in te gaan, zullen we ter verduidelijking van het volgende in het kort enkele hoofdzaken vermelden. De bedoelde differentiaalvergelijking is lineair en van de tweede orde en heeft derhalve twee lineair onafhankelijke oplossingen. De in de differentiaalvergelijking voorkomende parameter p, die ook de orde van de bijbehorende cilinderfuncties bepaalt, kan hier om fysische redenen alleen gelijk aan nul of een geheel getal zijn. In dat geval zijn de twee lineair onafhankelijke oplossingen de cilinderfuncties van de eerste en tweede soort $J_p(u)$ en $N_p(u)$, die ook Bessel- en Neumannfuncties genoemd worden. Bij reële waarden van het argument u vertonen deze functies een verloop dat enigszins het karakter heeft van een gedempte sinus- of cosinustrilling, voor $u = 0$ worden de Neumannfuncties oneindig.

Om het elektromagnetische veld buiten de cilindrische geleider te kunnen beschrijven, heeft men functies nodig die geen oscillerend karakter vertonen en die naar buiten toe voldoende snel afnemen. Aan deze eisen voldoen de cilinderfuncties van de derde soort, de zg. Hankel-functies $H_p^{(1)}(u)$ en $H_p^{(2)}(u)$, die door een lineaire combinatie van $J_p(u)$ en $jN_p(u)$ worden verkregen. Uit het asymptotisch gedrag van de Hankelfuncties:

$$H_p^{(1,2)}(u) = \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi u}}\, e^{\pm j\left(u - p\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)}, \quad . \quad (1)$$

blijkt voor imaginaire waarden van het argument u de overeenkomst met een afnemende exponentiële functie.

Een directe maat voor de veldconcentratie rondom een cilindrische geleider van oppervlakgolven is de straal van de doorsnede waarbinnen een bepaalde fractie van de totale energie wordt getransporteerd. Het door een doorsnede met de straal R gaande vermogen N_z is bij de Sommerfeld-leiding gegeven door:

$$N_z(R) = \pi \,\mathrm{Re}\left(\int_a^R E_r H_\varphi^* r\, dr\right), \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarbij a de straal van de draad is. Het verloop van E_r en H_φ (en dus natuurlijk ook van de geconjugeerd complexe grootheid H_φ^*) in radiale richting wordt beschreven door de Hankel-functie van de eerste orde. Om het argument u in de radiale coördinaat r uit te drukken, wordt $u = hr$ gesteld, waarbij de coëfficiënt h volgt uit de oplossing van de golfvergelijking voor de gegeven randvoorwaarden. Door het asymptotisch gedrag van $H_1(hr)$ wordt het duidelijk dat een eindig geleidingsvermogen van het draadmateriaal essentieel is voor het bestaan van de Sommerfeld-golf (verg. 1): bij een ideale geleider, waarvoor h reëel is, is de golf onmogelijk omdat dan de integraal in verg. (2) voor $R \rightarrow \infty$ niet convergeert; voor de voortplanting van de golf zou dan een oneindig grote energietoevoer noodzakelijk zijn. Bij een eindig geleidingsvermogen daarentegen heeft h een imaginair deel, dat bij grote waarden van r tot een exponentiële afneming van het veld aanleiding geeft. Daardoor is gewaarborgd dat de totale energie eindig blijft.

Fig. 2 laat zien hoe bij een koperdraad de veldconcentratie en de demping van de Sommerfeld-golf afhangen van de frequentie f en de straal a van de draad [5]. Bij een gegeven frequentie neemt de demping af met toenemende draaddikte, terwijl de uitgestrektheid van het veld toeneemt. Voor een golflengte van 3 cm bedraagt bij een koperdraad met een straal van 5 mm de demping α 12 dB/km, en de straal $r_{3\,dB}$ van de doorsnede waarbinnen de helft van het vermogen wordt overgebracht is 7 cm.

[5] G. Goubau, Surface waves and their application to transmission lines, J. appl. Phys. **21**, 1119-1128, 1950.
O. Zinke, Kabel- und Funkweg im Mikrowellenbereich, Nachrichtentechn. Z. **10**, 425-430, 1957.
H. Kaden, Fortschritte in der Theorie der Drahtwellen, Archiv elektr. Übertr. **5**, 399-414, 1951.
[6] H. Severin, Sommerfeld- und Harms-Goubau-Wellenleiter im Bereich der Zentimeter- und Millimeterwellen, Archiv elektr. Übertr. **14**, 155-162, 1960.
[7] H. Kaden, Dielektrische und metallische Wellenleiter, Archiv elektr. Übertr. **6**, 319-332, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

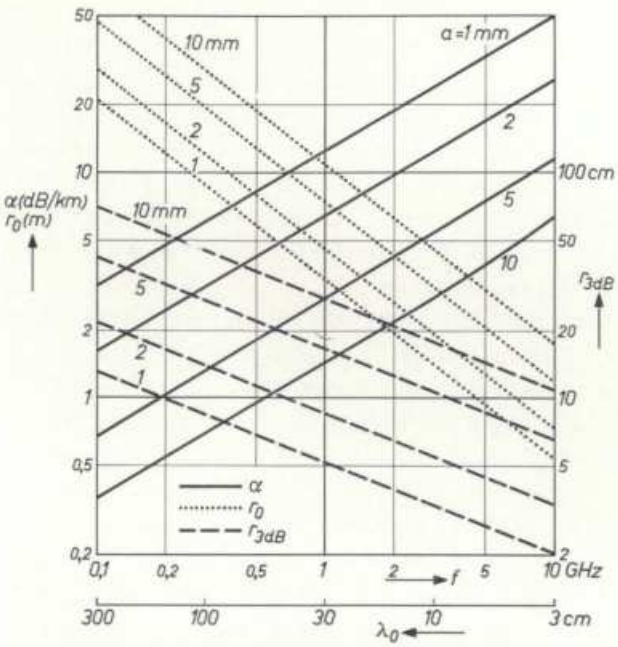

Fig. 2. Grensstraal r_0, halfwaardestraal van de energie r_{3dB} en demping α bij de Sommerfeld-golf voor koperdraden van verschillende straal a (1 mm, 2 mm, 5 mm en 10 mm), als functie van de frequentie.

Praktisch interessanter is de straal van de doorsnede waarbinnen 90% of 99% van het vermogen wordt overgebracht (r_{10dB} of r_{20dB}), maar voor de in fig. 2 voorkomende waarden van a en f vereist de bepaling hiervan de moeizame numerieke berekening van Hankelfuncties met complex argument, waarvoor geen geschikte tabellen bestaan. Deze moeilijkheid vermijdt men door ter karakterisering van de veldconcentratie een andere parameter in te voeren. Stelt men:

$$h = h' + jh'' = h' + j\frac{1}{l}, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

dan kan de reële grootheid l, die de dimensie van een lengte heeft, als maat voor de veldconcentratie dienst doen. Immers, wegens

$$e^{jhr} = e^{jh'r}\, e^{-r/l} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

neemt de veldamplitude bij waarden van r waarvoor verg. (1) geldt, bij een radiale afstandstoeneming l met een factor $1/e = 0{,}37$ af. Bij de in fig. 2 voorkomende waarden van de frequentie en de draaddikte is $|ha| < 0{,}1$. Dan wordt, zoals de berekening aantoont, meer dan 90% van de energie binnen een doorsnede met de straal $r_0 = l$ overgebracht; r_0 wordt de „grensstraal" genoemd. Door vergelijking van de krommen in fig. 2 ziet men dat voor de gekozen draaddikten deze grensstraal, die de veldconcentratie treffender karakteriseert, 20 tot 150 maal zo groot is als de „halfwaardestraal" r_{3dB}.

Het aldus ingevoerde begrip grensstraal heeft alleen zin zolang deze groter dan de straal a van de draad is. Interesseert men zich voor de eigenschappen van de Sommerfeld-leiding in het gebied der millimetergolven [6] en laat men waarden van a toe die groter zijn dan de golflengte, dan kan het variatiegebied van ha niet worden beperkt. Het is nl. zeer goed mogelijk dat $h''a = a/l > 1$ wordt. In dat geval is het doelmatig de afstand die de uitgestrektheid van het veld karakteriseert zo te definiëren, dat men deze niet vanuit de as van de draad maar vanaf het draadoppervlak meet. Berekeningen tonen aan dat minstens 87% van de energie binnen een doorsnede met de straal $a + l = a + x_0$ wordt overgebracht. De van het draadoppervlak af gerekende afstand x_0 wordt de „grensafstand" genoemd. Zolang $a \ll r_0$ geldt, is x_0 praktisch gelijk aan r_0. In het grensgeval $a/\lambda \to \infty$, d.w.z. bij de vlakke leiding voor oppervlakgolven, wordt x_0 de afstand van het geleideroppervlak waar de veldsterkten tot op 1/e van hun waarde aan het oppervlak zijn gedaald [7]. Het verloop van de grensafstand en de demping als functie van de frequentie en de draaddikte is voor grote waarden van a/x_0 geheel analoog aan dat in fig. 2 voor kleine waarden van a/x_0. Weer kan men bij een gegeven frequentie de demping verminderen door een grotere draaddikte, terwijl de uitgestrektheid van het veld daarbij toeneemt. In *fig. 3* ziet men dat bij een demping van 3,5 dB/km, de maximaal toelaatbare waarde voor communicatie langs leidingen, de Sommerfeld-leiding voor golflengten onder 5 cm praktisch

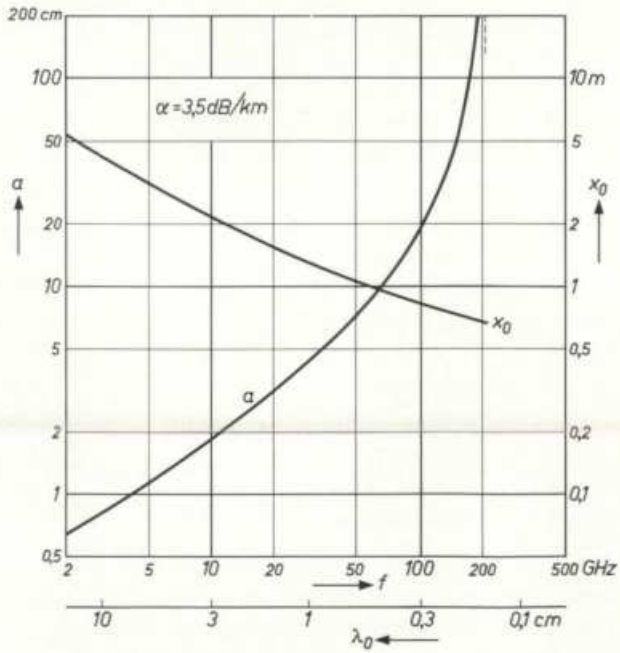

Fig. 3. Straal a van een Sommerfeld-leiding van koper met een demping van 3,5 dB/km en bijbehorende grensafstand x_0, als functie van de frequentie. Voor $a \to \infty$ bereikt x_0 de waarde voor de *vlakke* leiding voor oppervlakgolven met een demping van 3,5 dB/km. De bijbehorende frequentie f is 202,2 GHz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onbruikbaar wordt door de te grote draaddikte. De bovenste frequentiegrens wordt door de uitgestrektheid van het veld bepaald. Bij een golflengte van 15 cm is de grensafstand al 5 m.

Deze leidingsvorm is ten enenmale niet zeer aantrekkelijk, omdat een sterkere concentratie van het veld om de draad alleen door een vermindering van het geleidingsvermogen kan worden verkregen; dit is geen bevredigende oplossing, aangezien daarbij de ohmse verliezen groter worden. Het principiële bezwaar van de Sommerfeld-leiding is dus dat hierbij het eindige geleidingsvermogen een noodzakelijke voorwaarde is voor het bestaan van een oppervlakgolf. In tegenstelling hiermee zijn bij de gebruikelijke leidingsvormen de ohmse verliezen van de metallieke geleider een geheel en al ongewenste en overbodige eigenschap. Men heeft daarom getracht de eendraadsleiding zodanig te modificeren dat het geleidingsvermogen niet meer beslissend voor het optreden van een oppervlakgolf is.

De metaaldraad met een diëlektrische bekleding (Harms-Goubau-leiding)

De radiale veldverdeling bij de enkelvoudige draad en het asymptotische gedrag daarvan (verg. (1) met $u = hr$) geven een aanwijzing hoe men bij grote waarden van r een exponentiële daling van het veld kan verkrijgen: daartoe dient h een imaginaire component te hebben. Beschrijft men de voortplanting in de positieve z-richting op de gebruikelijke wijze door $\exp(j\omega t - \gamma z)$ (waarin γ = voortplantingsconstante), dan volgt uit de golfvergelijking:

$$h = \sqrt{k^2 + \gamma^2}. \qquad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Hierbij is $k = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$, terwijl $\omega = 2\pi f$ de hoekfrequentie van het signaal, c de lichtsnelheid in de vrije ruimte en λ_0 de bijbehorende golflengte voorstellen. Bij de Sommerfeld-leiding is, wegens de demping α door verliezen in het metaal, de voortplantingsconstante $\gamma = \alpha + j\beta$ complex. Gunstiger zou het zijn indien γ met $\alpha = 0$ imaginair was, dus

$$-j\gamma = \beta = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}, \qquad \ldots \quad (6)$$

en tevens $\beta^2 > k^2$, d.w.z. de fazesnelheid $v < c$ (golflengte langs de leiding $\lambda < \lambda_0$). Dan wordt h imaginair, en een oppervlakgolf is mogelijk zonder demping als noodzakelijke voorwaarde.

Een mogelijkheid de fazesnelheid van de golf en daarmee de uitgestrektheid van het veld te verkleinen, bestaat daarin dat men de draad met een dunne laag van diëlektrisch materiaal bekleedt. De theorie van een dergelijke leiding is reeds in 1907 door Harms in aansluiting aan de onderzoekingen van Sommerfeld over golven langs de eendraadsleiding ontwikkeld. De mogelijkheid van praktische toepassing bij zeer hoge frequenties werd echter eerst in 1950 door Goubau onderzocht [5], die in het bijzonder aantoonde hoe men met goed rendement oppervlakgolven langs draden kan opwekken.

Uit de wiskundige behandeling van het probleem volgt dat ook hier de rotatiesymmetrische E-golf de enige golfvorm met kleine demping is, zolang het grootste deel van het veld in de omgevende ruimte gelegen is. De dunne diëlektrische laag brengt door de vertraging van het golffront in het diëlektrische materiaal de gewenste concentratie van het elektromagnetische veld om de leiding teweeg, ook al was het geleidend vermogen van de metaaldraad oneindig groot. Bij de Harms-Goubau-leiding zijn de ohmse verliezen ongewenst en niet noodzakelijk voor het bestaan van de oppervlakgolf. Dit fysische feit maakt voor de berekening een essentiële vereenvoudiging mogelijk die bij de Sommerfeld-leiding niet toelaatbaar was: men kan de veldconfiguratie aangeven voor het geïdealiseerde geval dat geen verliezen optreden. De demping van de Harms-Goubau-golf kan dan achteraf berekend worden, zoals gebruikelijk is bij leidingen met geringe verliezen, daarbij onderstellende dat de veldverdeling nagenoeg identiek is met die in het verliesvrije geval.

Voor het aldus geïdealiseerde probleem kan men de uitgestrektheid van het veld van de Harms-Goubau-golf als functie van de gegevens van de leiding en van de frequentie aangeven. Aangezien Hankel-functies met imaginair argument getabelleerd zijn, kan men de straal van de doorsnede berekenen waarbinnen een bepaald percentage van het vermogen wordt over-

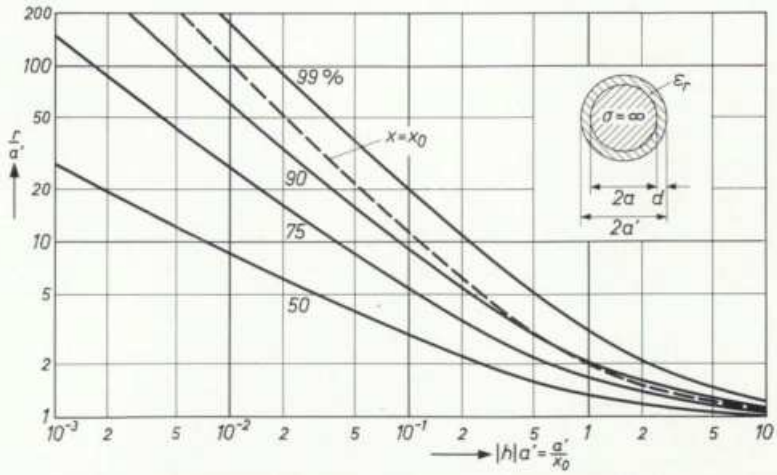

Fig. 4. Straal van de doorsnede waarbinnen 50%, 75%, 90% en 99% van de energie van een Harms-Goubau-golf wordt getransporteerd, als functie van de gegevens van de leiding en de frequentie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gebracht. Precies als bij de Sommerfeld-leiding wordt voor grote waarden van $|h|a'$ (a' = straal van de Harms-Goubau-leiding) minstens 87% van de energie, voor kleine waarden van $|h|a'$ blijkens fig. 4 ca. 95% van de energie binnen de afstand x_0 van het leidingoppervlak getransporteerd. Ondanks de vereenvoudiging van de berekening dank zij de gemaakte onderstellingen, is het ook nu niet mogelijk $|h| = 1/x_0$ expliciet als functie van de gegevens van de leiding uit te drukken. Men vindt een transcendent verband, waarvan de grafische uitwerking aantoont dat het veld dichter om de leiding wordt geconcentreerd naarmate de straal van de draad kleiner is en naarmate de dikte van de diëlektrische laag, de diëlektrische constante en de frequentie groter zijn. Uit *fig. 5* en *6*

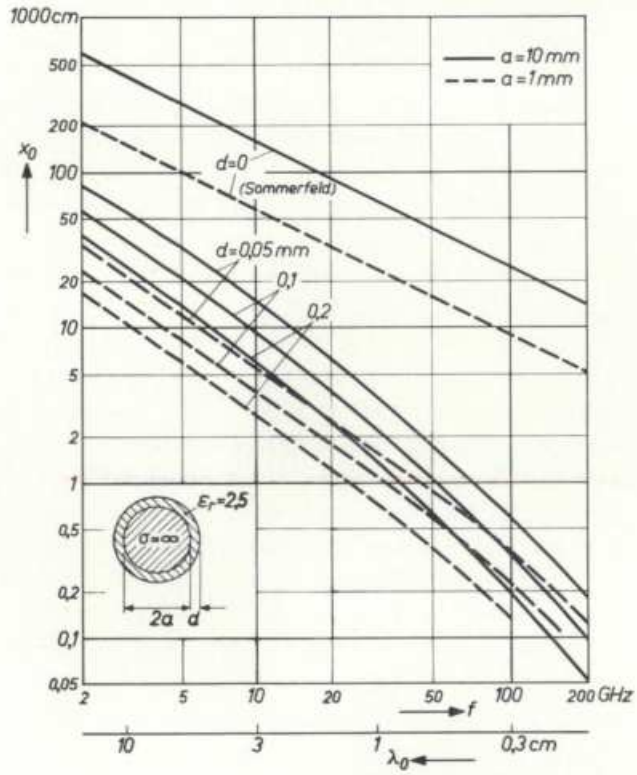

Fig. 5. Grensafstand voor de Harms-Goubau- en de Sommerfeld-leiding als functie van de frequentie en de gegevens van de leiding.

leest men af dat b.v. bij een frequentie van 10 GHz (λ = 3 cm) en een straal a = 1 mm door het aanbrengen van een diëlektrische bekleding van 0,05 mm dikte de uitgestrektheid van het veld ongeveer een factor 10 kan worden verminderd, terwijl de demping door ohmse verliezen slechts een factor 1,6 groter wordt. De diëlektrische verliezen in de bekleding, die er nog bijkomen, zijn slechts een kleine fractie van de ohmse verliezen (*fig. 7*). In de praktijk kan men door een passende keuze van de gegevens van de leiding iedere gewenste veldconcentratie verkrijgen. Als beperkend nevenverschijnsel treedt echter een toenemende dem-

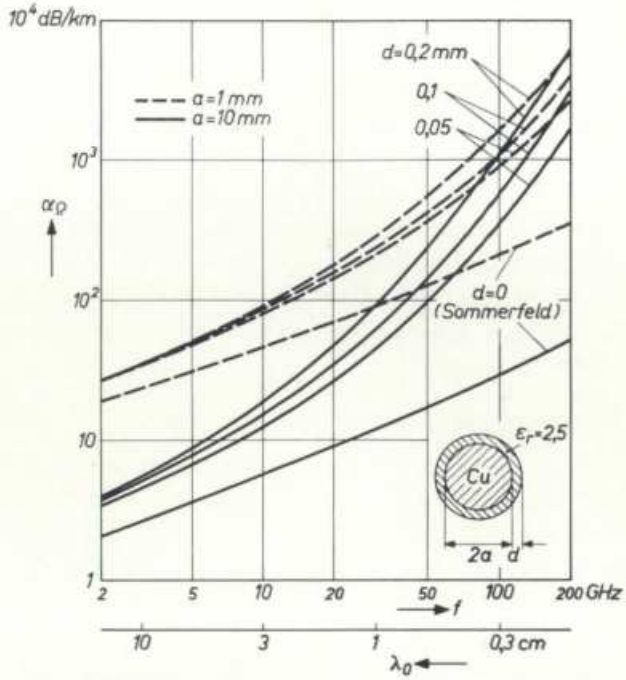

Fig. 6. Demping door de ohmse verliezen bij de Harms-Goubau- en de Sommerfeld-leiding als functie van de frequentie en de gegevens van de leiding.

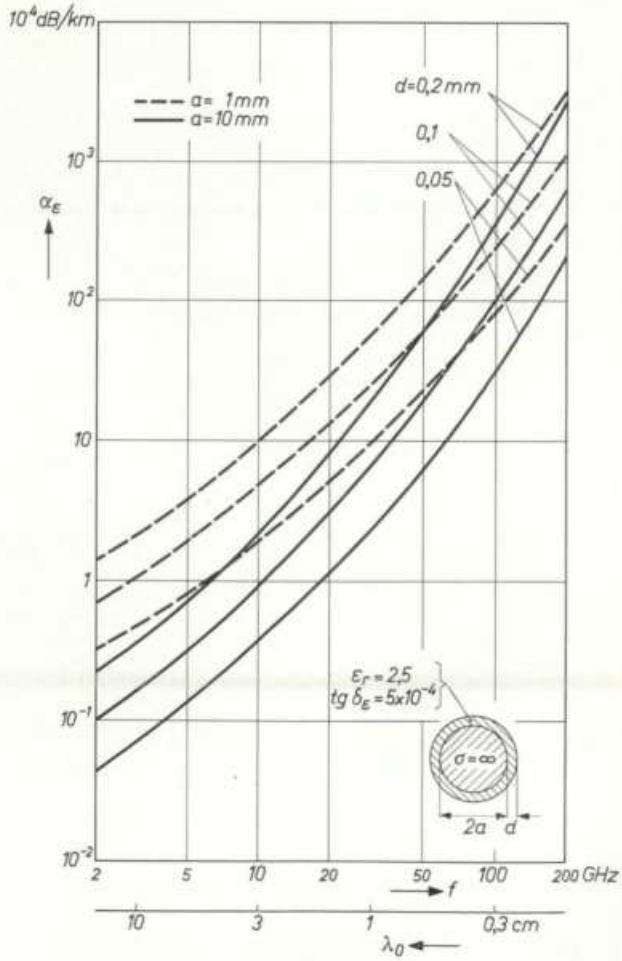

Fig. 7. Demping door diëlektrische verliezen bij de Harms-Goubau-leiding als functie van de frequentie en de gegevens van de leiding.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ping op, zodat men steeds tot een compromis tussen uitgestrektheid van het veld en demping komt. Het resultaat is, dat de Harms-Goubau-leiding kan worden gebruikt voor meter- en decimetergolven, tot een kleinste golflengte van ca. 8 cm. Bij de langere golven in dit hele gebied komt in plaats van de diëlektrische laag ook een bekleding van magnetisch materiaal in aanmerking (Kaden [5]).

Als toepassing van de Harms-Goubau-leiding is vooreerst te noemen het gebruik voor het voeden van zendantennes [8].

Metalen geleiders met periodieke structuur

Voor het bestaan van een oppervlakgolf zijn longitudinale veldcomponenten noodzakelijk. Bij de Sommerfeld-leiding worden deze door het eindige geleidingsvermogen van de draad, bij de Harms-Goubau-leiding door de vertraging van het golffront in de diëlektrische laag teweeggebracht.

Een andere methode ter verkrijging van longitudinale veldcomponenten bestaat daarin dat men de draad tot een schroeflijn spiraliseert. De zo ontstane spiraalleiding heeft bekendheid verkregen door haar toepassing in lopendegolfbuizen. Daar heeft zij tot taak de voortplantingssnelheid van de golf zodanig te verkleinen dat wisselwerking tussen de axiale component van het veld en de elektronenbundel kan optreden. Daartoe past men spiralen met een kleine spoed (hoek 5° - 8°) toe. Voor transmissieleidingen zou men ter vermijding van onnodige ohmse verliezen een grote spoed moeten kiezen (spoedhoek 70° - 80°).

De spoed D, de spoedhoek ψ en de straal ρ van een schroeflijn voldoen aan de betrekking:

$$\operatorname{ctg} \psi = \frac{2\pi\rho}{D}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

In een voor vele doeleinden bruikbare eerste benadering [9] wordt bij de berekening de spiraal vervangen door een uiterst dunwandige holle cilindrische buis, waarvan de wand in de richting gegeven door de hoek ψ zeer goed geleidend is, maar niet geleidend in de daarop loodrecht staande richting ($\psi + \pi/2$). Het resulterende elektromagnetische veld heeft alle zes componenten en kan worden opgevat als de superpositie van een H- en een E-golf met gelijke voortplantingsconstante, die, evenals bij de Sommerfeld- en Harms-Goubau-leiding, op weinig overzichtelijke wijze afhangt van de frequentie en van de straal en de spoedhoek van de spiraal. In het ons hier interesserende geval van grote spoed heeft een spiraalleiding dezelfde transmissie-eigenschappen als een Harms-Goubau-leiding indien tussen de gegevens van beide de betrekking bestaat:

$$\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)\frac{d}{a} = \frac{1}{2}\operatorname{ctg}^2 \psi. \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

De in de fig. 4, 5 en 6 gegeven grafieken voor de Harms-Goubau-leiding kunnen daardoor ook voor de spiraalleiding worden gebruikt.

Ook door ruw maken van het oppervlak van een rechte metaaldraad kan men longitudinale veldcomponenten en een vermindering van de fazesnelheid teweegbrengen. Goubau heeft er in zijn artikel [5] op gewezen dat in plaats van de diëlektrische laag iedere periodieke „microstructuur" in de lengterichting, b.v. een ingesneden schroefdraad, eveneens tot een grotere veldconcentratie voert. Maakt men de groeven van een ingesneden schroefdraad groter en groter, dan komt men tot een golfgeleider waarbij de rechte draad is belast met een reeks schijven (disk-loaded wave guide). Deze periodieke oppervlakstructuur, die wat de werking betreft als een soort kunstmatig diëlektricum kan worden opgevat, vertoont echter een principieel verschil ten opzichte van de gladde Harms-Goubau-leiding: behalve de grondgolf, de beschreven rotatiesymmetrische E-golf, treden bij de periodieke structuur noodzakelijk ook golven van hogere orde op, de zg. ruimtelijke harmonischen van de grondgolf [10]. Hun relatieve amplitudes hangen af van de afstand, de breedte en de diepte der groeven. Om de sterkte der ruimtelijke harmonischen binnen de theoretische grenzen te houden, moet de periodieke structuur zeer uniform aangebracht zijn. Voorts gedragen dergelijke golfgeleiders zich als bandfilters, d.w.z. zij brengen niet alle frequenties over, maar alleen bepaalde frequentiebanden.

De diëlektrische leiding

Aansluitend aan het onderzoek van Sommerfeld betreffende golven langs een metaaldraad beschouwden Hondros en Debije in 1910 de voortplanting van elektromagnetische golven langs homogene diëlektrische cilinders van cirkelvormige doorsnede. Zahn toonde in 1915 het bestaan van dergelijke golven door experimenten aan. Uit deze fundamentele en uit nieuwere onderzoekingen [11] blijkt dat evenals bij de metalen golfpijp

[8] F. R. Huber, Speisung von Sendeantennen mit Hilfe von Goubau-Leitungen, Nachrichtentechn. Fachber. **23**, 114-125, 1961.
[9] H. Kaden, Eine allgemeine Theorie des Wendelleiters, Archiv elektr. Übertr. **5**, 534-538, 1951.
[10] L. Brillouin, Wave guide for slow waves, J. appl. Phys. **19**, 1023-1041, 1948.
L. M. Field, Some slow-wave structures for travelling wave tubes, Proc. IRE **37**, 34-40, 1949.
W. Rotman, A study of single-surface corrugated guides, Proc. IRE **39**, 952-959, 1951.
[11] C. H. Chandler, An investigation of dielectric rod as waveguide, J. appl. Phys. **20**, 1188-1192, 1949.
W. M. Elsasser, Attenuation in a dielectric circular rod, J. appl. Phys. **20**, 1193-1196, 1949.
P. Mallach, Untersuchungen an dielektrischen Wellenleitern in Stab- und Rohrform, Fernmeldetechn. Z. **8**, 8-13, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ook bij de homogene diëlektrische leiding oneindig veel golfvormen mogelijk zijn.

Met uitzondering van de grondgolf hebben alle golfvormen een onderste grensfrequentie. Afgezien van de grondgolf, is voor de golfvoortplanting noodzakelijk dat de diameter van de diëlektrische leiding ongeveer even groot of groter is dan de golflengte in het diëlektricum bij de gebruikte frequentie. Alleen bij de golven met een rotatiesymmetrisch veld heeft men het geval dat hetzij het elektrische hetzij het magnetische veld alleen transversale componenten bezit. De veldlijnen in een doorsnede loodrecht op de as vertonen dan overeenkomst met die bij de corresponderende golven in de metalen ronde golfpijp. Bij de H_{0n}-golven zijn de elektrische veldlijnen concentrische cirkels, waarbij echter het oppervlak van de diëlektrische cilinder geen knoopvlak van de elektrische veldsterkte behoeft te zijn. Bij de E_{0n}-golven is de transversale component van het elektrische veld radiaal gericht.

Bij de niet-rotatiesymmetrische golven kan aan de randvoorwaarden niet meer door een H- of een E-golf alleen worden voldaan. Golfvormen met als eerste index $m \neq 1$ worden naar hun axiale veldsterktecomponenten aangeduid als HE_{mn}-golven indien de veldconfiguratie gelijkt op een H-golf, en als EH_{mn}-golven indien overeenkomst met een E-golf aanwezig is.

De HE_{11}-golf is de enige golfvorm die geen grensfrequentie heeft. Dit is de grondgolf van de diëlektrische leiding. Het verloop van de transversaalcomponent van het elektrische veld is in *fig. 8* aangegeven. Wegens het ontbreken van een grensfrequentie kan de leiding zo gedimensioneerd worden dat slechts een klein gedeelte van de energie binnen het diëlektricum wordt overgebracht. Daardoor kan de demping zeer klein worden gehouden, zij het weer ten koste van een grote radiale uitgestrektheid van het veld. Een merkbare vermindering van de fazesnelheid en daarmee gepaard gaande concentratie van het veld krijgt men eerst vanaf een bepaalde verhouding van de draaddikte tot de golflengte (*fig. 9* en *10*). Bij grote waarden van ε_r

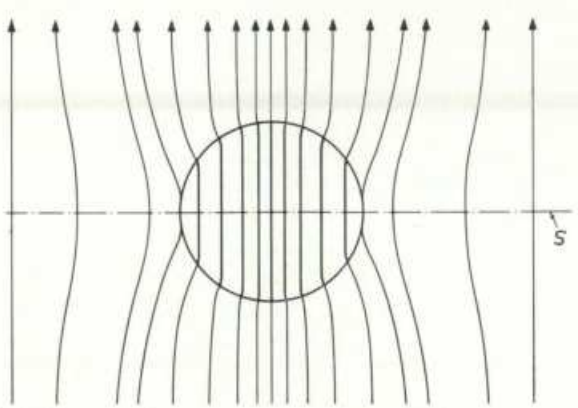

Fig. 8. Transversale component van het elektrische veld E bij de HE_{11}-golf (grondgolf) van een diëlektrische leiding.

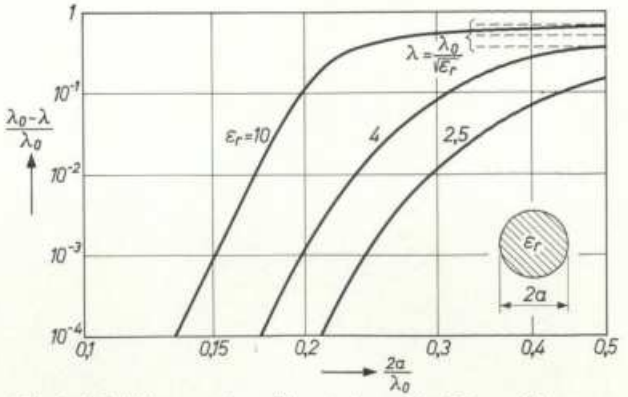

Fig. 9. Afwijking van de golflengte λ van de HE_{11}-golf langs een diëlektrische leiding ten opzichte van de golflengte λ_0 in vacuüm, als functie van de verhouding van de diameter van de leiding tot de golflengte in vacuüm.

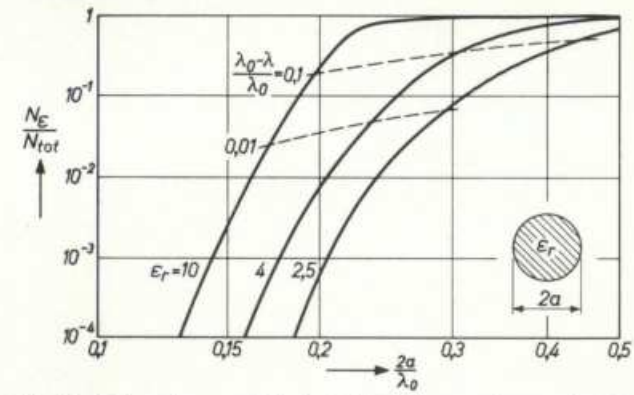

Fig. 10. Verhouding van de in het diëlektricum getransporteerde energie tot de totale energie van de HE_{11}-golf bij een diëlektrische leiding, als functie van de verhouding van de diameter van de leiding tot de golflengte in vacuüm.

is er slechts een smal frequentiegebied waarin de snelheid weinig afwijkt van de lichtsnelheid in vacuüm en derhalve het veld matig geconcentreerd is. Het veld van de HE_{11}-golf is daardoor òf vrijwel niet òf vrijwel geheel in de diëlektrische leiding geconcentreerd. Voor de toepassing als transmissieleiding is de sterke frequentieafhankelijkheid van de fazesnelheid, van de uitgestrektheid van het veld en van de demping ongewenst. Daarom zal men voor de diëlektrische constante bij voorkeur een kleine waarde kiezen en dus in het gebied van geringe dispersie blijven. Bij $\varepsilon_r = 2{,}5$ (resp. $= 10$) verschillen de golflengte op de leiding en in vacuüm 1 % voor $2a/\lambda_0 = 0{,}3$ (resp. $= 0{,}17$). Bij dergelijke kleine afwijkingen van de fazesnelheid ten opzichte van de lichtsnelheid in vacuüm wordt slechts een klein percentage van de energie in het diëlektricum overgebracht. Volgens fig. 10 zijn dit 7 % en 2,5 % voor resp. $\varepsilon_r = 2{,}5$ en $\varepsilon_r = 10$.

Dat de uitgestrektheid van het veld en de demping bij kleine waarden van ε_r minder van de frequentie afhangen, ziet men ook in *fig. 11*, waarin deze grootheden als functie van de verhouding van draaddikte tot golflengte in vacuüm voor enkele waarden van ε_r zijn uitgezet. Voor iedere diëlektrische constante bestaat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

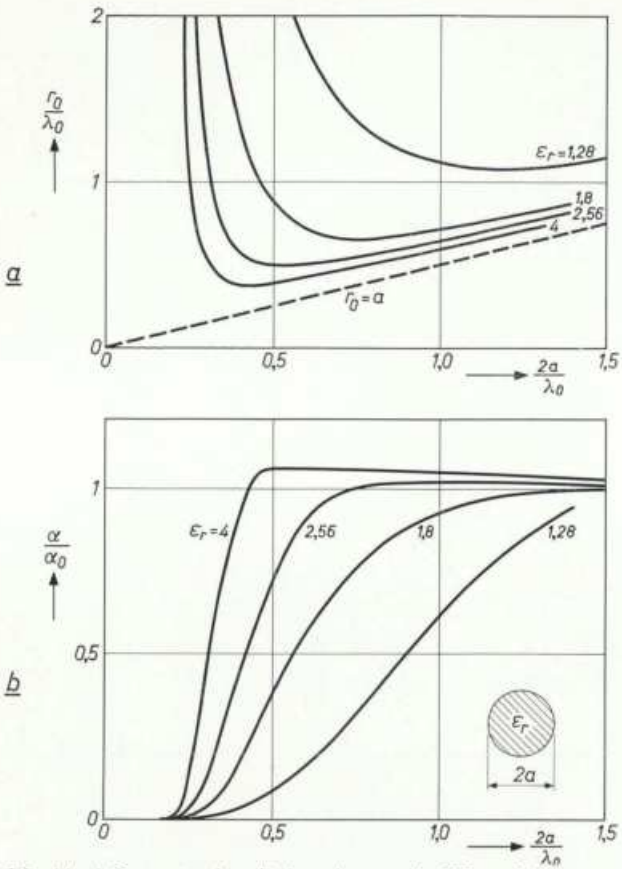

Fig. 11. *a*) Grensstraal en *b*) demping van de HE_{11}-golf langs een diëlektrische leiding voor verschillende diëlektrische constanten, als functie van de verhouding van de diameter van de leiding tot de golflengte in vacuüm. $\alpha_0 = (\pi/\lambda_0)\sqrt{\varepsilon_r}\,\mathrm{tg}\,\delta_\varepsilon$ is de demping van een vlakke golf in het onbegrensd onderstelde diëlektricum.

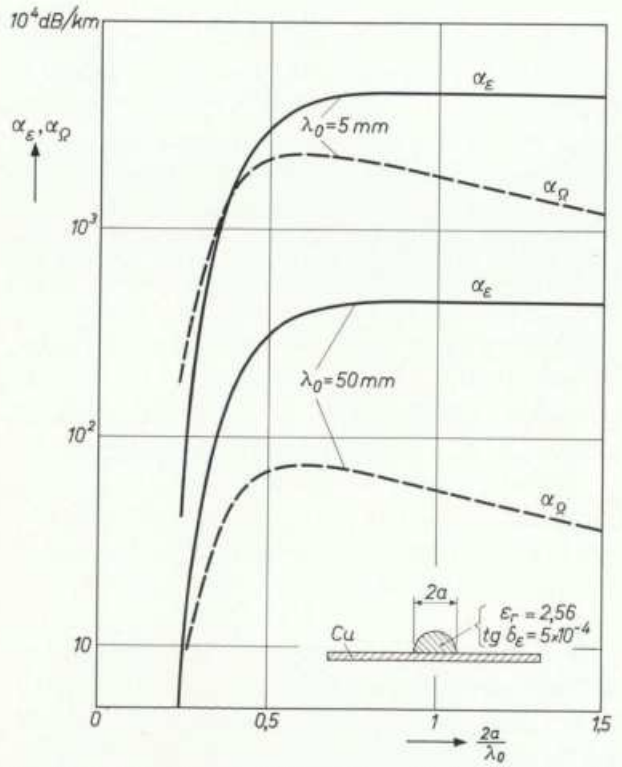

Fig. 12. Demping door de diëlektrische en de ohmse verliezen bij de diëlektrische beeldleiding, voor twee golflengten, als functie van de diameter.

er een minimale uitgestrektheid van het veld, waar men door verdere vergroting van de draaddikte niet beneden kan komen. Voor transmissie met geringe demping is echter juist het gebied van kleine waarden van $2a/\lambda_0$ interessant, waarbij het veld voor het grootste gedeelte zich buiten de draad bevindt. Dan wordt bij de diëlektrische leiding, in tegenstelling tot de Sommerfeld- en de Harms-Goubau-leiding, de demping kleiner naarmate men de verhouding van de draaddikte tot de golflengte in vacuüm kleiner kiest. Het feit dat de transmissie zo sterk van de diameter en de frequentie afhangt, brengt met zich mee dat de toleranties wat betreft afmetingen en homogeniteit van de leiding zeer klein zijn, en dat slechts smalle frequentiebanden kunnen worden overgebracht.

Het probleem van de bevestiging van leidingen voor oppervlakgolven voert tot een andere uitvoeringsvorm van de diëlektrische leiding, de zg. diëlektrische beeldleiding („dielectric image line") [12]. Aangezien het elektrische veld van de HE_{11}-golf in een symmetrievlak overal loodrecht hierop staat (fig. 8), zou een daar aangebrachte volmaakt geleidende plaat het veldverloop niet verstoren. Weliswaar zal het in de praktijk steeds eindige geleidende vermogen van de plaat ohmse verliezen veroorzaken, die bij de reeds aanwezige diëlektrische verliezen optellen. In *fig. 12* is te zien dat de demping door de metalen plaat bij golflengten groter dan enkele millimeters kleiner is dan de demping door het diëlektricum. Dit geldt echter niet meer wanneer bij kleine waarden van $2a/\lambda_0$ het veld van de golf slechts voor een zeer klein gedeelte in het diëlektricum ligt en de diëlektrische verliezen derhalve zeer gering worden.

Proefondervindelijk is gebleken dat men de diëlektrische beeldleiding kan gebruiken tot een golflengte van ca. 3 mm. Voor nog kortere golven geeft men de voorkeur aan de diëlektrische leiding.

[12] D. D. King, Properties of dielectric image lines, IRE Trans. **MTT-3**, 75-81, 1955.
S. P. Schlesinger en D. D. King, Dielectric image lines, IRE Trans. **MTT-6**, 291-299, 1958.

Samenvatting. Leidingen voor oppervlakgolven kunnen van voordeel zijn voor het overbrengen van hoogfrequente signalen. De voornaamste leidingsvormen zijn de enkelvoudige metaaldraad (Sommerfeld-leiding), de metaaldraad met een diëlektrische bekleding (Harms-Goubau-leiding) en de diëlektrische leiding. Ter beoordeling van de bruikbaarheid van deze leidingen worden de demping en de radiale uitgestrektheid van het veld beschouwd. Op grond van de eigenschappen van de besproken leidingsvormen kan het volgende worden gezegd. In het gebied van de meter- en decimetergolven, tot ca. 8 cm golflengte, is de Harms-Goubau-leiding het meest geschikt. Daarbij kan voor de grotere golflengten in plaats van de diëlektrische laag ook een bekleding van magnetisch materiaal worden toegepast. Tussen 15 en 5 cm golflengte is ook de Sommerfeld-leiding bruikbaar, die bij grotere uitgestrektheid van het veld steeds minder demping vertoont. Voor nog kortere golven zijn de diëlektrische leiding en de zg. diëlektrische beeldleiding beter, de laatstgenoemde tot een golflengte van ongeveer 3 mm. Beneden deze golflengte ten slotte komt thans alleen de diëlektrische leiding voor oppervlakgolven in aanmerking.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

II. Toepassingen van de diëlektrische leiding

G. Schulten

Nadere beschouwing van de diëlektrische leiding

In deel I van dit artikel is uiteengezet onder welke omstandigheden elektromagnetische oppervlakgolven van cilindrische structuur mogelijk zijn. Daarbij is gebleken dat steeds een cilindrische leidraad (geleider) nodig is, maar dat deze leidraad niet van metaal behoeft te zijn. De longitudinale component E_z van het elektrische veld, zonder welke een cilindrische oppervlakgolf niet mogelijk is, kan even goed met een van diëlektrisch materiaal vervaardigde draad worden verkregen. Ook is in deel I besproken dat in dat geval een vorm (modus) van het elektromagnetische veld zonder onderste grensfrequentie mogelijk is, die derhalve bij willekeurig lage frequenties kan optreden. Toepassingsmogelijkheden van de diëlektrische leiding liggen echter daar waar het gebruik van coaxiale geleiders en golfpijpen bezwaarlijk wordt, d.w.z. in het gebied der millimetergolven. De reden hiervoor is dat op een leiding voor oppervlakgolven slechts dan een geringe demping mogelijk is als het veld zich in radiale richting vrij ver uitstrekt, minstens over een afstand gelijk aan verscheidene golflengten. Toepassing van de diëlektrische leiding voor lange golven komt daardoor niet in aanmerking.

Het is gunstig de draaddikte zodanig te kiezen dat andere vormen van het elektromagnetische veld dan de als HE_{11}-golf bekende grondgolf, d.w.z. de vormen met een grensfrequentie, nog niet mogelijk zijn. Noemen we de draaddiameter d, de golflengte in lucht λ_0 en de relatieve diëlektrische constante van het materiaal ε_r, dan is alleen de HE_{11}-golf mogelijk indien:

$$\frac{d}{\lambda_0}\sqrt{\varepsilon_r - 1} \leqq 0{,}7655. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bij een golflengte van 4 mm moet de diameter van een draad van polyethyleen ($\varepsilon_r = 2{,}4$) kleiner dan 2,59 mm zijn om aan deze voorwaarde te voldoen. In het algemeen zal men de dikte echter nog aanzienlijk kleiner nemen, b.v. ongeveer 1 mm, daar men dan een kleinere demping van de golf verkrijgt. De beste thans bekende diëlektrische materialen (polyethyleen, polytetrafluorethyleen, polystyrol) hebben nl. een verlieshoek in de orde van $\operatorname{tg}\delta = 10^{-4}$. Dit betekent dat een golf die geheel binnen dit materiaal verloopt, bij een golflengte van 4 mm een demping ondervindt van ongeveer 1 dB per meter. Deze nog vrij grote demping wordt aanzienlijk geringer indien het transport van de elektromagnetische energie grotendeels buiten het materiaal plaatsvindt. Dat bereikt men door dunne draden te nemen.

Noemen we het vermogen dat binnen het diëlektricum wordt overgebracht N_ε en het totale vermogen N, dan wordt de demping gegeven door:

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda_0}\sqrt{\varepsilon_r}\operatorname{tg}\delta\,\frac{N_\varepsilon}{N}\ \text{(neper/meter)}. \quad . \quad (2)$$

Hierin is λ_0 weer de golflengte in lucht.

In *fig. 1* is grafisch voorgesteld hoe N_ε/N afhangt van de verhouding van de draaddiameter en de golflengte in lucht (d/λ_0), waarbij $\varepsilon_r = 2{,}5$ is ondersteld. Duidelijk

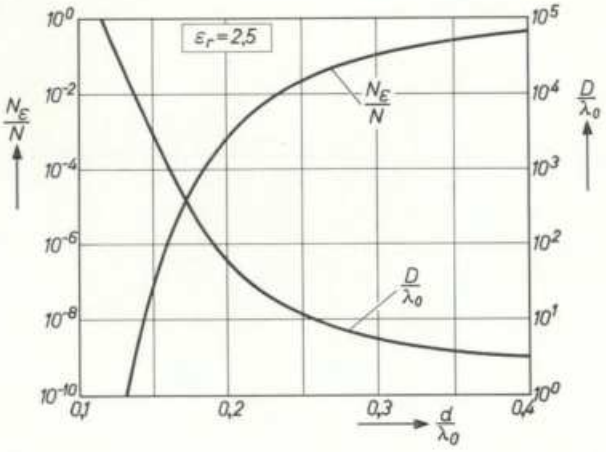

Fig. 1. Verdeling van de veldenergie bij de HE_{11}-golf op een diëlektrische leiding (cirkelvormige draaddoorsnede), met diëlektrische constante van het draadmateriaal $\varepsilon_r = 2{,}5$. Aangegeven zijn de diameter D van de cilindrische ruimte waarbinnen 99% van het vermogen wordt getransporteerd, en de fractie N_ε/N van het totale vermogen die binnen de draad wordt overgebracht, beide als functie van de verhouding van draaddiameter d en golflengte λ_0. Bij kleine draaddiameter wordt slechts een zeer klein deel van het vermogen binnen de draad getransporteerd. De demping zal dan klein zijn, maar het veld strekt zich zeer ver in radiale richting uit. Bij grote draaddikte verkrijgt men een gunstige veldconcentratie, maar tevens een grote demping.

blijkt dat men, door de draaddikte zeer klein te nemen, het energietransport nagenoeg geheel buiten de draad kan doen geschieden. Een nadeel daarvan is echter dat het elektromagnetische veld zich veel verder in de vrije ruimte gaat uitstrekken. Om dit te laten zien, is in fig. 1

Dipl. Phys. G. Schulten is medewerker van het laboratorium te Hamburg van Philips Zentrallaboratorium GmbH.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

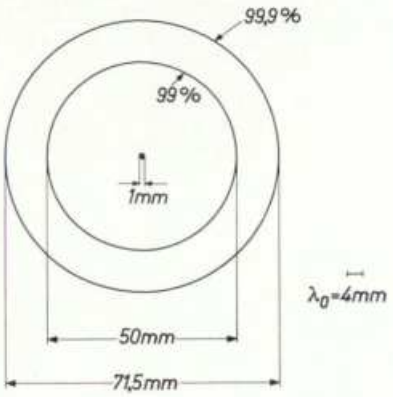

Fig. 2. Energieverdeling in de omgeving van een diëlektrische draad (polyethyleen) van 1 mm diameter bij een golflengte van 4 mm. Binnen de getekende cirkels wordt resp. 99% en 99,9% van het vermogen overgebracht.

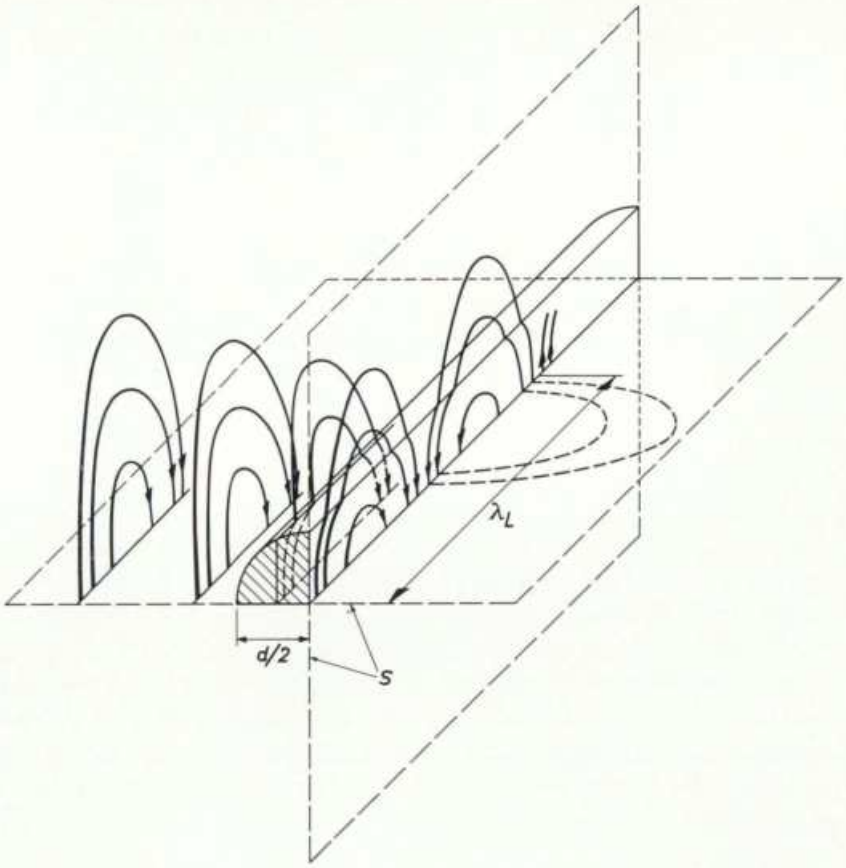

Fig. 3. Veldlijnenbeeld van de HE_{11}-golf. Een vierde deel van de draaddoorsnede is getekend. De getrokken lijnen stellen het elektrische veld voor, terwijl rechts twee magnetische veldlijnen door streeplijnen zijn weergegeven. Er zijn twee vlakken s van symmetrie, waarvan een (het horizontale) door de elektrische veldlijnen loodrecht wordt gesneden. De golflengte op de leiding is door λ_L aangeduid.

eveneens het verloop van de effectieve velddiameter D uitgezet, die gedefinieerd is als de diameter van de cilinder waarbinnen 99% van het vermogen wordt getransporteerd. We zien dat deze diameter D snel toeneemt bij afnemende draaddiameter d. Voor het geval van een golflengte van 4 mm en een polyethyleendraad van 1 mm dikte is het resultaat nog wat aanschouwelijker voorgesteld in *fig. 2*. In deze figuur is ook de diameter getekend van de cilinder waarbinnen 99,9% van de energie wordt overgebracht.

Het verloop van de veldlijnen bij de HE_{11}-golf is in *fig. 3* perspectivisch geschetst. De getrokken lijnen zijn de elektrische veldlijnen E, terwijl enkele magnetische veldlijnen H door streeplijnen zijn aangegeven. Er zijn twee symmetrievlakken, die door de as van de geleider gaan. Van belang is vooral op te merken dat het elektrische veld, dat in het horizontale vlak van symmetrie overal loodrecht hierop staat, nagenoeg uitsluitend in verticale vlakken verloopt. Op soortgelijke wijze als bij een golfpijp kan van een richting van polarisatie worden gesproken. De energie is echter nagenoeg rotatiesymmetrisch rondom de draad verdeeld. Deze eigenschappen zijn van belang voor de nog te bespreken dielektrische beeldleiding en voor het aanslaan van de golf.

Alleen in het geval van een draad met cirkelvormige doorsnede is het elektromagnetische veld nauwkeurig berekenbaar. Van de berekening zijn in deel I van dit artikel enkele hoofdlijnen aangegeven. De ervaring leert echter dat ook geleiders met een andere doorsnede goed bruikbaar zijn. Ook dan kan de grondgolf zonder grensfrequentie optreden. Zolang de lineaire afmetingen van de doorsnede niet groter worden dan de golflengte, bepaalt in hoofdzaak de oppervlakte van de doorsnede de eigenschappen van de golf.

Bij een golflengte van 4 mm zijn goede resultaten verkregen met een vlakke bundel van draden, die in *fig. 4* is getekend. Het veld strekt zich hierbij even ver uit als bij de eveneens getekende ronde draad, terwijl de demping slechts half zo groot bleek, nl. 0,05 dB per meter. Daarbij was het nodig de ruimte om de bundel tot een afstand van 10 cm vrij te houden.

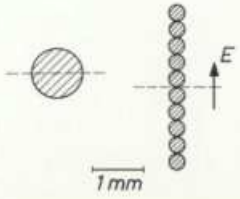

Fig. 4. Doorsnede van twee diëlektrische leidingen met gelijke uitgestrektheid van het veld maar verschillende demping. De bundel dunne draden heeft ongeveer de helft van de demping van de ronde draad. Evenals bij fig. 3 staat het elektrische veld E loodrecht op een horizontaal vlak van symmetrie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De diëlektrische beeldleiding

Bij de diëlektrische beeldleiding wordt gebruik gemaakt van de in fig. 3 zichtbare symmetrie van het veld ten opzichte van een horizontaal vlak door de as van de geleider. Men kan nl. de bovenste helft van het veld spiegelen aan een metaaloppervlak dat samenvalt met dit vlak van symmetrie. Dit is mogelijk doordat de elektrische veldlijnen loodrecht op dit vlak staan en aan de randvoorwaarden derhalve is voldaan [1].

In *fig. 5* zijn een viertal uitvoeringsvormen van de diëlektrische beeldleiding geschetst. Het eerste geval (*a*) correspondeert met de cilindrische configuratie, die men kan berekenen. De twee volgende uitvoeringen (*b*) en (*c*) hebben het voordeel dat de draad niet op het metaaloppervlak behoeft te worden vastgekit maar kan worden vastgeklemd. Het vierde geval (*d*) heeft als gunstige eigenschap een bijzonder kleine demping [2].

Uiteraard is het eindige geleidingsvermogen van de metalen plaat oorzaak van een extra-demping van het golfverschijnsel. Bij millimetergolven zijn deze bijkomende verliezen nog relatief klein, maar zij nemen kwadratisch met de frequentie toe. Terwijl bij de vrije cilindische draad de demping principieel willekeurig klein kan worden gemaakt, kan men bij de beeldleiding nooit beneden de demping komen die de oppervlakgolf op een vlakke metalen plaat ondervindt [3]. Bij een golflengte van 1 mm bedraagt deze ca. 0,01 dB/m.

De beeldleiding heeft het technische voordeel dat de metalen plaat tevens gemakkelijk kan worden gemonteerd. Daar men echter bij de toepassing van een diëlektrische leiding gewoonlijk lengten van niet meer dan enkele meters gebruikt, levert ook de vrij gespannen draad slechts zelden praktische moeilijkheden op. Bij de nog te bespreken toepassingen zullen we ons dan ook tot dit geval beperken.

Het aanslaan van de oppervlakggolf

In *fig. 6* zijn schetsmatig twee manieren voorgesteld waarop de oppervlakggolf langs de diëlektrische leiding kan worden tot stand gebracht. Fig. 6*a* toont hoe een rechthoekige golfpijp (*1*) via een overgangsegment (*2*) wordt aangesloten op een hoorn (*3*) met cirkelvormige doorsnede, in welks as de diëlektrische draad ligt. In het overgangsegment heeft men een geleidelijke overgang van de rechthoekige naar de cirkelvormige doorsnede. De diëlektrische draad (*5*) dient zich vrij ver in de golfpijp uit te strekken. Hij kan daarbij spits

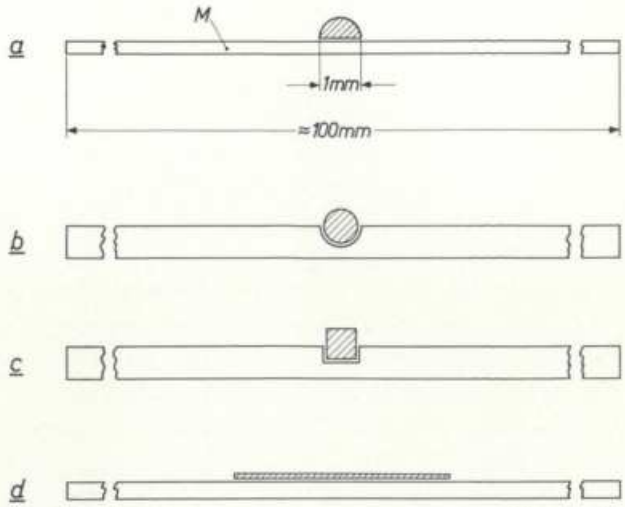

Fig. 5. Verschillende uitvoeringsvormen van de diëlektrische beeldleiding. De bovenzijde van de metalen plaat *M* valt steeds samen met het horizontale vlak van symmetrie in fig. 3.

uitlopen of door een kleine opening in de wand van de golfpijp naar buiten worden geleid. Op deze wijze kan een omzettingsrendement tot 90% van de energie worden verkregen. Bij de beeldleiding kan een soortgelijke opstelling worden gebruikt. Alleen zijn dan de hoorn en de golfpijp halfcirkelvormig van doorsnede.

Een andere methode om de golf aan te slaan, is in fig. 6*b* voorgesteld. Met behulp van een hoornantenne

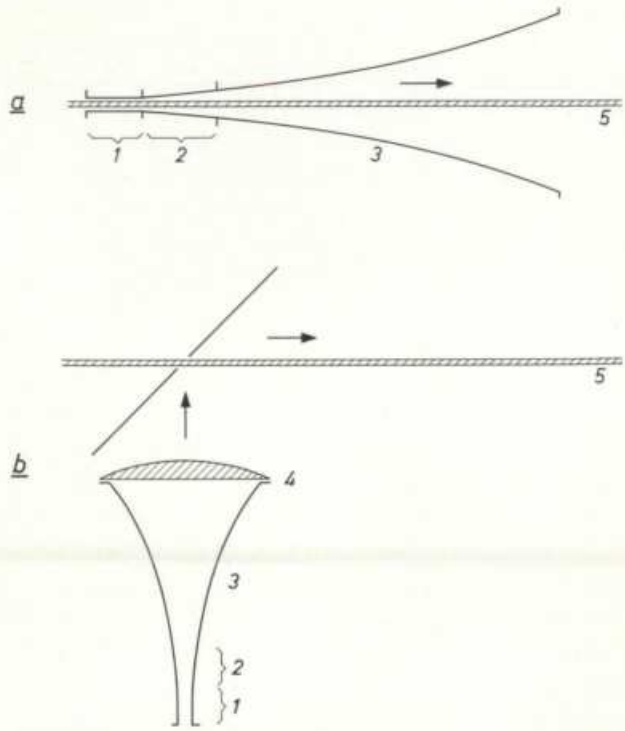

Fig. 6. Twee methodes om de oppervlakgolf op de draad aan te slaan. Bij *a*) loopt de draad *5* uit in een rechthoekige golfpijp *1*, die eindigt in een „rechthoekig-rond" overgangsegment *2* en een ronde hoorn *3*. Bij *b*) wordt de energie op soortgelijke wijze door een ronde hoorn *3* uitgestraald, met behulp van een diëlektrische lens *4* gebundeld en via een onder 45° geplaatste spiegel op de draad *5* gebracht.

[1] S. P. Schlesinger en D. D. King, Dielectric image lines, IRE Trans. **MTT-6**, 291-299, 1958.
[2] J. C. Wiltse, Some characteristics of dielectric image lines at millimeter wavelengths, IRE Trans. **MTT-7**, 65-69, 1959.
[3] G. Schulten en H. Severin, Dämpfungsarme Leitungen für Millimeterwellen, Nachrichtentechn. Fachber. **23**, 20-23, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarop een diëlektrische lens (b.v. van polyethyleen) is geplaatst, wordt eerst een vlakke golf voortgebracht. Deze golf wordt vervolgens door reflexie aan een metalen spiegel langs de diëlektrische draad geleid. Deze werkwijze heeft als voordeel ten opzichte van die van fig. 6*a* dat de bevestiging van de draad geen probleem vormt. Het rendement van de energieomzetting is echter iets kleiner.

Gevoelige detectoren voor millimetergolven bestaan in de vorm van kristaldiodes en bolometers, die zijn ingebouwd in een golfpijp. Om een oppervlakgolf te detecteren, moet men dus de energie ervan eerst weer in een golfpijp brengen. Dit kan eveneens geschieden met de twee besproken opstellingen, waarbij de golf de omgekeerde weg volgt.

Schakelelementen voor de diëlektrische leiding

Om metingen aan een diëlektrische leiding te kunnen verrichten, heeft men bepaalde schakelelementen nodig, b.v. kortsluitingen, richtkoppelingen en staandegolfdetectors. Dergelijke elementen krijgen een geheel ander aanzien dan de overeenkomstige bij de gewone golfpijptechniek. Dit is een gevolg van de omstandigheid dat de oppervlakgolf zich uitstrekt in de vrije ruimte rondom de geleider. Enkele schakelelementen zullen we nu bespreken.

a) *Reflecterende kortsluiting*

De reflecterende kortsluiting is een ronde vlakke metalen plaat, loodrecht op de draad geplaatst, met een gat in het midden, waardoorheen de draad loopt, die een eind achter de plaat is bevestigd. Door de plaat parallel aan de draad te verplaatsen, kan men de faze van de gereflecteerde golf variëren.

b) *Reflexievrije afsluiting*

Een reflexievrije afsluiting komt overeen met de ter afsluiting gebruikte golfweerstand (karakteristieke impedantie) bij een lechersysteem of een coaxiale kabel. Een dergelijke afsluiting moet de langs de leiding toegevoerde energie volledig absorberen. Bij de diëlektrische leiding kan men dit bereiken door de draad te doen uitlopen in een piramide of een kegel van absorberend materiaal, waarvoor b.v. hout kan worden gebruikt. In fig. 9 is rechts een dergelijke piramide te zien. Om de draad gemakkelijk te kunnen monteren, maakt men de piramide uit twee helften, waarbij de draad in een gleuf langs de as ligt.

c) *Richtkoppeling*

Wanneer een langs de leiding lopende golf door een obstakel geheel of gedeeltelijk wordt gereflecteerd, ontstaat een staande golf. De energieverhouding van de in beide richtingen lopende golven kan o.a. worden gemeten door de intensiteit van iedere golf afzonderlijk te bepalen. Dit kan worden uitgevoerd door middel van een inrichting die de energie van de in één richting lopende golf voor een deel aftapt. Een dergelijke inrichting wordt richtkoppeling genoemd. Deze wordt ook toegepast wanneer men de energie van de langs een leiding lopende golf over twee leidingen wil verdelen.

In *fig. 7* is het principe van een dergelijke richtkoppeling getekend. Een foelie of plaat van diëlektrisch materiaal *3* staat onder een hoek van 45° met de draad. Een van rechts komende golf wordt gedeeltelijk naar de hoorn *2* toe gereflecteerd en kan in een daarop aangesloten golfpijp worden gemeten. Een van links komende golf dringt daarentegen niet tot de hoorn door. Het gereflecteerde gedeelte van deze golf wordt door de absorptieplaat *4* opgenomen.

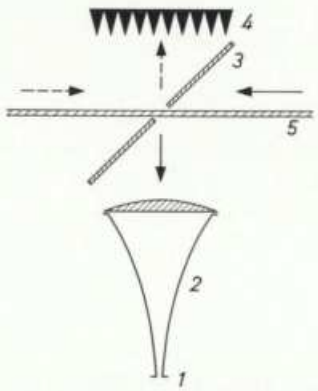

Fig. 7. Voorbeeld van een richtkoppeling. Een van rechts komende golf wordt door de plaat of foelie van diëlektrisch materiaal *3* gedeeltelijk naar de ronde hoorn *2* gereflecteerd. Bij *1* is deze aangesloten op een golfpijp. Een van links komende golf wordt eveneens gedeeltelijk gereflecteerd, maar deze gereflecteerde energie wordt door het absorberende element *4* opgenomen.

Het relatieve gedeelte van de energie van de gewenste golf dat wordt gereflecteerd, wordt de *koppelfactor* s^2 genoemd. Deze kan door de keuze van de dikte d van de plaat worden gevarieerd. Is deze dikte voldoende klein ten opzichte van de golflengte λ en staat de reflecterende plaat loodrecht op het in fig. 3 horizontaal onderstelde symmetrievlak, dan geldt in eerste benadering:

$$s = \sqrt{2}\,(\varepsilon_r - 1)\,\pi\, d/\lambda.$$

Hierin is ε_r de diëlektrische constante van het materiaal van de plaat.

Door verschillende oorzaken zal ook een zeer klein gedeelte van de niet gewenste golf tot de hoorn doordringen. De verhouding van het gewenste relatieve gedeelte tot het ongewenste wordt wel de *richtverhouding* genoemd. Hiervoor kan gemakkelijk een waarde van meer dan 40 dB worden bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

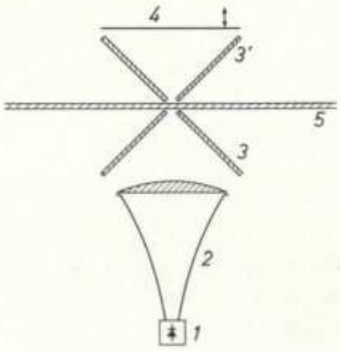

Fig. 8. De staandegolfdetector vertoont overeenkomst met de richtkoppeling (fig. 7). Nu echter ontvangt de ronde hoorn *2* een gelijk deel van de van links en rechts komende golven. De afstand van de reflecterende plaat *4* tot de diëlektrische leiding *5* kan worden gevarieerd. De ontvangen energie wordt door een detector *1* gemeten. De gehele opstelling kan parallel aan de leiding worden verschoven.

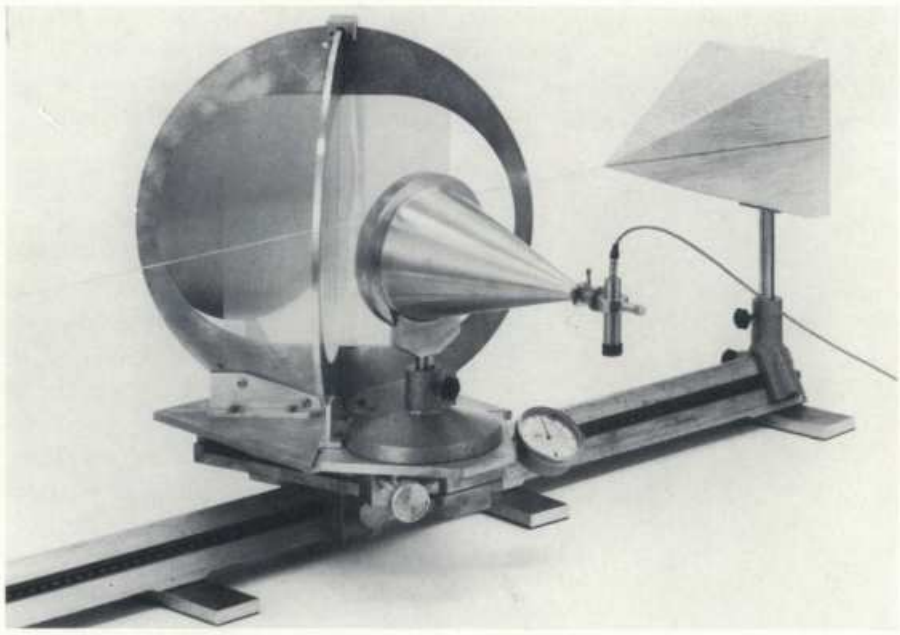

Fig. 9. Uitvoering van de in fig. 8 geschetste staandegolfdetector. Rechts is een absorberende houten piramide te zien, die als reflexievrije afsluiting van de diëlektrische geleider kan dienen.

d) *Staandegolfdetector*

Lopen langs een leiding twee golven in tegengestelde richting, dan ontstaan plaatselijke maxima en minima van de totale veldenergie doordat de bijdragen van de twee golven elkaar versterken of elkaar tegenwerken. Door de grootte van deze maxima en minima met een langs de leiding verschuifbare meetinrichting te bepalen, kan eveneens de staandegolfverhouding worden gemeten. Hiervoor is een inrichting ontworpen die een zekere overeenkomst vertoont met de beschreven richtkoppeling (fig. 7) [4]. In *fig. 8* is het principe van deze inrichting aangegeven.

Men kan de aftastinrichting (sonde) opvatten als twee elkaar doorsnijdende richtkoppelingen. Een van de dielektrische platen, b.v. *3* in fig. 8, reflecteert een klein deel van de van links komende golf naar de hoorn *2*. Door de andere plaat *3'* wordt een gelijk deel van dezelfde golf naar de reflecterende metalen plaat *4* gezonden. De door deze plaat gereflecteerde golf bereikt na geringe verzwakking eveneens de hoorn en voegt zich met een zeker fazeverschil bij het door *3* gereflecteerde deel. Door de afstand van de metalen plaat *4* tot de draad te variëren, kan men bereiken dat beide golven in faze zijn. Op deze wijze kan men de aftastinrichting op een bepaalde frequentie afstemmen. Daar de opstelling symmetrisch is, bereikt op geheel analoge wijze een zelfde gedeelte van de van *rechts* komende golf de hoorn. Uiteraard zijn de van links en van rechts komende golven in het algemeen niet in faze.

Door nu de gehele inrichting parallel aan de draad te verschuiven, verandert men de faze tussen de twee tegengesteld gerichte golven. De op de hoorn aangesloten detector *1* registreert op deze wijze maxima en minima, waardoor men de staandegolfverhouding kan bepalen.

In *fig. 9* is te zien op welke wijze de gehele meetopstelling is uitgevoerd. De dunne platen (foelies) van diëlektrisch materiaal zijn geconstrueerd als roosters van dicht naast elkaar liggende dunne polyethyleendraden van 0,3 mm dikte. Deze hebben voor millimetergolven nagenoeg hetzelfde effect als een even dikke homogene diëlektrische foelie. Deze oplossing is gekozen omdat twee elkaar doorsnijdende foelies als in fig. 8 praktisch niet zijn te maken. De rechts zichtbare houten absorberende piramide is reeds besproken.

e) *Resonator*

Iedere cilindrische leiding voor oppervlakgolven verkrijgt de eigenschappen van een resonator als ze tussen twee reflecterende kortsluitingen wordt geplaatst. Resonantie treedt op indien de oppervlakgolf na twee reflexies in faze is met de ingestraalde golf. Daartoe moet de lengte L van de leiding gelijk zijn aan een geheel aantal halve golflengten. De verschijnselen zijn geheel analoog met die bij een als resonantiekring gebruikt lechersysteem of een als trilholte gebruikte golfpijp.

In *fig. 10* is het principe van een experimentele opstelling ter realisering van zulk een resonator geschetst.

[4] G. Schulten, Eine neue Messleitung für dielektrische Oberflächenwellen-Leitungen, Nachrichtentechn. Z. **14**, 445-448, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 11 is een foto van deze opstelling. De instraling van de golf geschiedt door middel van een richtkoppeling, zoals onder (c) is beschreven. Een voldoend kleine koppelfactor — 20 tot 30 dB — krijgt men door een

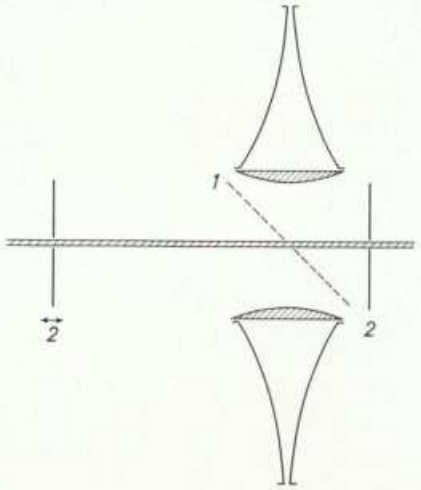

Fig. 10. Resonator, bestaande uit een diëlektrische leiding en twee ronde metalen eindplaten *2*, waarvan de afstand gevarieerd kan worden. Door een der hoorns wordt energie ingestraald, terwijl door een op de andere hoorn aangesloten detector de opgenomen energie kan worden bepaald. Door geschikte keuze van de dikte van de polyethyleenfoelie *1* kan de mate van koppeling gewijzigd worden.

zeer dunne polyethyleenfoelie als koppelelement te gebruiken. Op resonantie kan worden ingesteld door een der reflecterende platen langs de draad te verschuiven. Bij resonantie wordt de absorptie van de energie van de golf die door een der twee hoorns wordt uitgezonden, optimaal. Dit kan worden geconstateerd door een energiemeting in de ontvangende andere hoorn.

De kwaliteit van een dergelijke resonator wordt aangegeven door de *kwaliteitsfactor Q*. Deze kan worden gedefinieerd door de relatieve bandbreedte, indien men voor de bandbreedte Δf de afstand neemt tussen die frequenties waarbij de opgenomen energie tot de helft van de maximale bij resonantie is gedaald:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{Q}.$$

Doordat de resonator via de foelie gekoppeld is met de twee hoorns, meet men een lagere Q dan de onbelaste resonator zou hebben. Een theoretische beschouwing leert dat voor de gemeten Q („loaded Q") de volgende uitdrukking geldt:

$$\frac{1}{Q} = \frac{a\lambda}{\pi} + \frac{p\lambda}{2\pi L} + \frac{s^2\lambda}{2\pi L}. \quad \ldots \quad (3)$$

Hierin is λ de op de leiding gemeten golflengte, a de demping op de leiding per lengte-eenheid, L de lengte van de leiding, s^2 de koppelfactor van de richtkoppeling en $1 - p$ de reflexiecoëfficiënt van de twee platen. De eerste twee termen van het rechterlid van verg. (3) geven de onbelaste kwaliteitsfactor (Q_0), terwijl de laatste term de invloed van de koppeling ($1/Q_k$) aangeeft.

Door de invloed van het diëlektricum is de golflengte op de leiding steeds wat kleiner dan de golflengte in lucht. Dit houdt in dat de golf zich niet met de lichtsnelheid langs de draad voortplant. Het verschijnsel dat deze fazesnelheid afhankelijk is van de frequentie, wordt dispersie genoemd. Met de beschreven opstelling kunnen zowel de demping als de dispersie worden gemeten [5]. Bij de in fig. 11 afgebeelde resonator bestaat de leiding uit een bundel dunne draden volgens fig. 4. Voor de kwaliteitsfactor Q hiervan werd bij een golflengte van 4 mm een waarde van 100 000 gemeten. In *fig. 12* ziet men een meer technische uitvoering van een resonator voor dezelfde golflengte, met een waarde van Q_0 van ongeveer 200 000.

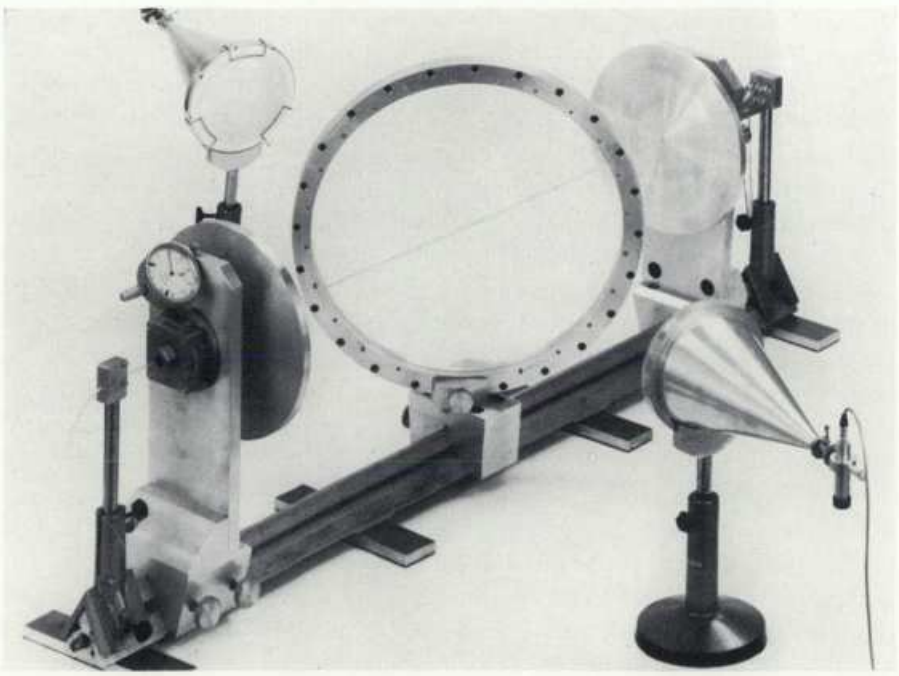

Fig. 11. Uitvoering van de in fig. 10 geschetste resonator. De hoorns zijn wat verplaatst om details beter zichtbaar te maken. Als diëlektrische leiding is een bundel draden volgens fig. 4 toegepast.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Toepassingsmogelijkheden

Op grond van wat we thans over de eigenschappen van de diëlektrische leidingen weten, kunnen we over de mogelijke toepassingen in het kort het volgende zeggen. Voor communicatie over grote afstanden komen deze leidingen nauwelijks in aanmerking. Men zou wel voldoend kleine dempingen kunnen bereiken, echter slechts in combinatie met een zich ver in radiale richting uitstrekkend elektromagnetisch veld, dat praktische bezwaren oplevert, nog afgezien van moeilijkheden bij het afschermen en bevestigen van de draad. Bovendien moet de draad bij een uitgestrekt veld zuiver recht lopen, daar anders zijdelings energie wordt uitgestraald. Voor het overbruggen van korte afstanden, voor toepassingen in het laboratorium en speciale meetdoeleinden liggen de mogelijkheden echter gunstig.

Fig. 12. Andere uitvoeringsvorm van een resonator met een diëlektrische leiding.

In *fig. 13* is het principe geschetst van een meetopstelling waarin een diëlektrische leiding wordt gebruikt

[5] G. Schulten, Messung der Eigenschaften von dielektrischen Leitungen bei Millimeterwellen in einem optisch angekoppelten Resonator, Archiv elektr. Übertr. **14**, 163-166, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

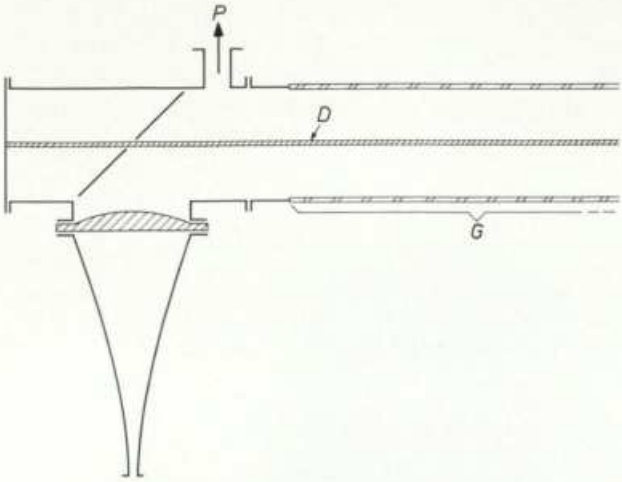

Fig. 13. Toepassing van een diëlektrische leiding *D* in een absorptiebuis voor de spectroscopie van gassen. De buis is bij *P* aangesloten op een pomp en wordt met het te onderzoeken gas gevuld. Absorptie van de oppervlakgolf bij een bepaalde frequentie wijst op een moleculaire resonantie. Doordat de buis gedeeltelijk uit glas (*G*) bestaat, kunnen uitwendige elektrodes worden aangebracht om het Stark-effect te onderzoeken.

bij spectroscopisch onderzoek van gassen [6]. De draad is in een luchtdichte buis aangebracht, die met het te onderzoeken gas wordt gevuld. Het middelste gedeelte van de buis is van glas, waardoor het mogelijk is elektrodes buiten de buis aan te brengen. Met behulp hiervan kan men in de met gas gevulde buis een elektrisch wisselveld van relatief lage frequentie opwekken om het Stark-effect te onderzoeken. De oppervlakgolf, die op de bij fig. 6*b* besproken wijze op de leiding wordt gebracht, is in frequentie gemoduleerd [6]. Ligt in het bestreken frequentie-interval een moleculaire resonantie, dan wordt deze in de gemeten uitgangsspanning als een absorptielijn zichtbaar. Daar de energie van de microgolf over een grotere doorsnee is verdeeld dan bij golfpijpen, worden verzadigingsverschijnselen van de moleculaire resonanties eerst bij grotere energieën merkbaar.

De in fig. 11 en fig. 12 afgebeelde resonatoren zijn door hun eenvoudige constructie en hoge kwaliteitsfactor ($Q \approx 10^5$) voor vele toepassingen geschikt, zoals b.v. golflengtemetingen, stabilisatie van klystrons, meting van de diëlektrische constante van gassen, enz. Daar zij aan alle zijden open zijn, zijn zij in het bijzonder ook geschikt voor gasmasers.

[6] Zie hiervoor ook: C. W. van Es, M. Gevers en F. C. de Ronde, Golfpijpapparatuur voor 2 mm golflengte, II. Meetopstellingen, Philips techn. T. **22**, 229-237, 1960.

Samenvatting. Van het feit dat elektromagnetische oppervlakgolven langs cilindrische leidingen mogelijk zijn, wordt gebruik gemaakt speciaal voor leidingen voor millimetergolven. Vooral draden van diëlektrisch materiaal bezitten dermate gunstige eigenschappen dat ook toepassing bij nog hogere frequenties mag worden verwacht. Dergelijke diëlektrische leidingen kunnen ook de vorm aannemen van de zg. diëlektrische beeldleiding. De dimensionering kiest men steeds zodanig dat alleen die vorm (modus) van het elektromagnetische veld kan optreden die voor de cirkelvormige doorsnede bekend is als HE_{11}-golf. Dit is de enige golfvorm die geen onderste grensfrequentie heeft (grondgolf). Van deze golfvorm worden de voornaamste eigenschappen: veldconfiguratie, radiale verdeling van de energie en demping, in het kort besproken. Vervolgens wordt uiteengezet op welke wijze de golf op de draad kan worden gebracht en hoe schakelelementen kunnen worden uitgevoerd. Een resonator, waarvoor een zeer hoge kwaliteitsfactor kan worden bereikt, heeft daarbij de bijzondere aandacht. Ten slotte worden toepassingsmogelijkheden aangegeven, o.a. bij een absorptiebuis voor de spectroscopie van gassen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties van medewerkers van Philips' laboratoria en fabrieken

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken. Voor het aanvragen behoeft men slechts het cursief gedrukte nummer van de gewenste publikatie op te geven.

W. Albers en **C. Haas:** Band structure and the mechanism of electrical conduction in transition metal compounds.
Physics Letters **8**, 300-302, 1964 (no. 5). *3351*

H. Bienfait: Externe en interne communicatie bij het onderzoek.
Meded. Dir. Tuinb. **26**, 542-551, 1963 (no. 10). *3322*

G. Blasse: Structure and magnetism of $LiGdO_2$ and $NaGdO_2$.
J. inorg. nucl. Chem. **26**, 901-902, 1964 (no. 5). *3354*

R. Bleekrode en **W. C. Nieuwpoort:** On the feasibility of flame lasers.
Physics Letters **12**, 204-205, 1964 (no. 3). *3331*

H. Bosma: On stripline *Y*-circulation at UHF.
IEEE Trans. on microwave theory and techniques **MTT-12**, 61-72, 1964 (no. 1). *3344*

G. Buchta: Magnetically scanned reciprocal and non-reciprocal leaky-wave antennas.
Proc. IEEE **52**, 625-626, 1964 (no. 5). *H 35*

W. F. Druyvesteyn, D. J. van Ooijen en **T. J. Berben:** Variation of the critical fields of superconducting lead with the residual resistivity.
Rev. mod. Phys. **36**, 58-60, 1964 (no. 1[1]). *3356*

P. Eckerlin, I. Maak en **A. Rabenau:** Über Mischkristallbildung in den Systemen $(NH_4)_3AlF_6$-$(NH_4)_3GaF_6$ und LiAl-LiGa.
Z. anorg. allgem. Chemie **327**, 143-146, 1964 (no. 3/4). *A 93*

G. Engelsma: Destruction of hydroxycinnamic acids coupled to oxidation of indolyl-3-acetic acid by peroxidase as a possible mechanism for adaptive changes of indolyl-3-acetic acid oxidase activity.
Nature **202**, 88-89, 1964 (no. 4927). *3348*

U. Enz en **J. Liebertz:** Magnetische Eigenschaften von Nickelferrit-Einkristallen.
Naturwiss. **51**, 54, 1964 (no. 3). *3336*

H. L. Friedman: A cluster expansion for the electrical conductance of solutions.
Physica **30**, 509-536, 1964 (no. 3). *3349*

H. L. Friedman: On the limiting law for electrical conductance in ionic solutions.
Physica **30**, 537-562, 1964 (no. 3). *3350*

S. Garbe: Desorptionsexperimente in einem durch Öldiffusionspumpen mit vorgeschalteter Adsorptionsfalle (Molekularsieb) gepumpten UHV-System.
Physik und Technik von Sorptions- und Desorptionsvorgängen bei niederen Drücken, Vorträge 2. Europ. Symp. „Vakuum", Frankfurt/M. 1963, blz. 295-304, uitg. R. A. Lang, Esch (Taunus). *A 86*

S. Garbe: The influence of the gas ambient on the emission properties of oxide-coated cathodes in receiving valves.
Suppl. Nuovo Cim. **1**, 810-824, 1963 (no. 2). *A 94*

H. G. Grimmeiss en **H. Scholz:** Efficiency of recombination radiation in GaP.
Physics Letters **8**, 233-235, 1964 (no. 4). *A 88*

R. Groth en **P. Schnabel:** Bestimmung der Anisotropie der effektiven Masse in *n*-Bi_2Te_3 durch Reflexionsmessungen im Ultraroten.
J. Phys. Chem. Solids **25**, 1261-1267, 1964 (no. 11). *A 100*

H. C. Hamaker: De betekenis van steekproefmethoden bij kwaliteitscontrole, I en II.
Inkoop **3**, 46-50 en 80-84, 1964 (nos. 3 en 4). *3352*

N. Hansen: Nonevaporating getters with surface adsorption and pore diffusion.
Suppl. Nuovo Cim. **1**, 627-640, 1963 (no. 2). *A 92*

N. Hansen: Chemisorption von Stickstoff an aufgedampften Zirkoniumfilmen.
Z. anorg. allgem. Chemie **329**, 68-71, 1964 (no. 1/6). *A 95*

N. Hansen en **W. Littmann:** Änderung des Halleffekts bei der Chemisorption an aufgedampften Metallfilmen.
Ber. Bunsenges. phys. Chemie **67**, 970-975, 1963 (no. 9/10). *A 90*

P. A. H. Hart: Interception, scattering and multi-velocity effects in a transverse-wave electron beam.
Microwaves, Proc. 4th int. congress on microwave tubes, Scheveningen 1962, blz. 222-227, uitg. Centrex, Eindhoven 1963. *3327*

J. 't Hart en **A. Cohen:** Gating techniques as an aid in speech analysis.
Language and Speech **7**, 22-39, 1964 (no. 1). *3360*

F. N. Hooge en **H. Kalter:** Injection lasers far above threshold.
Physics Letters **12**, 191-192, 1964 (no. 3). *3330*

D. van Houwelingen, P. S. Admiraal en **J. van Suchtelen:** A superconducting dc dynamo driven by a rotatory magnetic field.
Physics Letters **8**, 310-311, 1964 (no. 5). *3346*

G. H. Jonker: Zur Entwicklung elektrotechnischer Werkstoffe.
Angew. Chemie **76**, 175-183, 1964 (no. 4). *3341*

M. H. Jørgensen, N. I. Meyer en **K. J. Schmidt-Tiedemann:** Conductivity anisotropy of warm and hot electrons in silicon and germanium.
Solid State Comm. **1**, 226-233, 1963 (no. 7). *H 33*

W. Kischio: Über Aluminiumarsenid.
Z. anorg. allgem. Chemie **328**, 187-193, 1964 (no. 3/4). *A 98*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

A. Klopfer: Einfluß einer elektrischen Entladung auf die Adsorptionsgeschwindigkeiten von N_2 und CO an Titan.
Vorträge 2. Europ. Symp. „Vakuum" (zie S. Garbe *A 86*), blz. 271-277. *A 91*

H. de Lang en **G. Bouwhuis:** Polarisation effects in a He-Ne laser in the presence of a weak longitudinal magnetic field.
Physics Letters **9**, 237-238, 1964 (no. 3). *3355*

F. K. Lotgering: Semiconduction and cation valencies in manganese ferrites.
J. Phys. Chem. Solids **25**, 95-103, 1964 (no. 1). *3337*

L. Merten: Modell einer Schraubenversetzung in piezoelektrischen Kristallen, I. Allgemeine Theorie — Elektrisches Feld bei Ladungsfreiheit — Ladungsverteilung bei Feldfreiheit; II. Elektrisches Feld und Ladungsverteilung für eine Versetzung in einem Eigenhalbleiter im thermischen Gleichgewicht.
Physik kondens. Materie **2**, 53-65 en 66-79, 1964 (no. 1). *A 89*

L. Merten: Piezoelektrische Potentialfelder um Schraubenversetzungen beliebiger Richtung in piezoelektrischen Kristallen mit elastischer Isotropie.
Z. Naturf. **19a**, 788-793, 1964 (no. 6). *A 99*

E. Neckenbürger: Über die Erzeugung von Mikrowellen in Ferriten durch gepulste Magnetfelder.
Z. angew. Physik **17**, 464-474, 1964 (no. 6). *H 36*

E. de Niet: Parametric input stages in electroacoustics, 1. Low-noise playback amplifier in magnetic recording.
J. Audio Engng. Soc. **12**, 21-27, 1964 (no. 1). *3338*

W. J. Oosterkamp, Th. G. Schut en **A. Druppers:** Röntgenbeeldsubtractie met behulp van een magnetisch beeldgeheugen.
Ned. T. Geneesk. **108**, 2051-2054, 1964 (no. 42). *3333*

G. H. Plantinga: Pulsed magnetrons for 4 and 2.5 mm wavelength.
Proc. 4th int. congress on microwave tubes (zie P. A. H. Hart *3327*), blz. 202-205. *3326*
Zie ook Philips techn. T. **25**, 129-138, 1963 (no. 5).

G. H. Plantinga: Conventional rising-sun magnetron for 120 Gc.
IEEE Trans. on electron devices **ED-11**, 76-77, 1964 (no. 2). *3342*

G. Prast: A Philips gas refrigerating machine for 20 °K.
Cryogenics **3**, 156-160, 1963 (no. 3). *3324*
Zie ook Philips techn. T. **26**, 1-11, 1964/65 (no. 1).

A. Rabenau: Herstellung von MgO-Einkristallen.
Chemie-Ing.-Technik **36**, 542-545, 1964 (no. 5). *A 96*

A. Rabenau en **T. J. Berben:** On the possibility of superconduction in GaN.
Physics Letters **12**, 167, 1964 (no. 3). *3328*

A. Rabenau, K. Deneke en **M. M. van der Meij:** Supraleitung beim In_3SbTe_2.
Angew. Chemie **76**, 651, 1964 (no. 14). *A 97*

H. G. Reik, E. Kauer en **P. Gerthsen:** Optical properties of lanthanumcobaltite explained by small polaron theory.
Physics Letters **8**, 29-30, 1964 (no. 1). *A 85*

G. D. Rieck: Determination and application of thermophysical properties of refractory metals.
AGARD Conf. on refractory metals, Oslo 1963, blz. 205-217, Pergamon Press, Oxford 1964. *3359*

F. C. de Ronde: A universal wall-current detector.
IEEE Trans. on microwave theory and techniques **MTT-12**, 112-117, 1964 (no. 1). *3347*

S. Scholz en **B. Lersmacher:** Der Verdichtungsablauf beim Drucksintern.
Ber. Dtsch. Keram. Ges. **41**, 98-107, 1964 (no. 2). *A 87*

P. J. Severin: The quenching of light by microwaves incident on a negative glow plasma in a cold cathode glow discharge in a helium-neon mixture.
Physics Letters **9**, 129, 1964 (no. 2). *3353*

L. A. Æ. Sluyterman: Kinetics of the hydrolysis of benzoylglycine ethyl ester catalyzed by papain.
Biochim. biophys. Acta **85**, 305-315, 1964 (no. 2). *3358*

W. Steinmaier en **J. Bloem:** Successive growth of Si and SiO_2 in epitaxial apparatus.
J. Electrochem. Soc. **111**, 206-209, 1964 (no. 2). *3339*

F. L. H. M. Stumpers: Information und Energie.
Nachrichtentechn. Z. **17**, 35-41, 1964 (no. 1). *3335*

D. R. Tilley, G. J. van Gurp en **C. W. Berghout:** Anisotropy of the critical nucleation fields in superconductors.
Physics Letters **12**, 305-306, 1964 (no. 4). *3332*

A. Venema: Die Wechselwirkung zwischen Gasen und Festkörpern in der Praxis.
Vorträge. 2. Europ. Symp. „Vakuum" (zie S. Garbe *A 86*), blz. 42-53. *3323*

M. T. Vlaardingerbroek en **K. R. U. Weimer:** Some aspects of the interaction of an electron beam and a plasma.
Proc. 4th int. congress on microwave tubes (zie P. A. H. Hart *3327*), blz. 322-326. *3325*

L. E. Vrenken, T. H. de Vette en **R. W. van der Wolf:** Short-term initial lumen depreciation in fluorescent lamps.
Illum. Engng. **59**, 59-66, 1964 (no. 1). *3343*

J. H. N. van Vucht, H. A. C. M. Bruning en **H. C. Donkersloot:** New compounds related to the superconductors V_3Ga and Nb_3Sn.
Physics Letters **7**, 297, 1963 (no. 5). *3321*

A. G. van Vijfeijken en **F. A. Staas:** On the forces within a single vortex line in a type II superconductor.
Physics Letters **12**, 175-176, 1964 (no. 3). *3329*

W. L. Wanmaker en **D. Radielović:** Luminescence of tin-activated calcium orthophosphates.
Electrochem. Technol. **2**, 16-20, 1964 (no. 1/2). *3340*

J. D. Wasscher en **C. Haas:** Contribution of magnon-drag to the thermoelectric power of antiferromagnetic MnTe.
Physics Letters **8**, 302-304, 1964 (no. 5). *3345*

W. J. Witteman en **Th. Werkman:** Cylindrical high temperature, high pressure apparatus.
Rev. sci. Instr. **35**, 461-465, 1964 (no. 4). *3357*

Jaargang 26, 1964/65, no. 6 blz. 193-220 Verschenen 11 mei 1965

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!